

UNIVERSITÉ TOULOUSE III - PAUL SABATIER

ECOLE DOCTORALE DES SCIENCES DE L'UNIVERS,
DE L'ENVIRONNEMENT ET DE L'ESPACE
Formation Doctorale Sciences de la Terre et Environnement

—o0o—

Thèse

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ TOULOUSE III

Discipline: Géophysique interne

Présentée et soutenue par

Raphaël GARCIA

LE NOYAU TERRESTRE: étude sismologique de quelques structures majeures influençant la dynamique terrestre

Soutenue le 19 Novembre 2001, devant le jury composé de:

Michel RABINOWICZ	Président	Professeur d'Université, Toulouse III
Annie SOURIAU	Directeur de Thèse	Directeur de recherche CNRS-LDTP, Toulouse
Barbara ROMANOWICZ	Rapporteur	Professeur d'Université, Berkeley Californie
Satish SINGH	Rapporteur	Physicien IPGP, Paris
Philippe CARDIN	Examineur	Chargé de recherche CNRS-LGIT, Grenoble
Denis ANDRAULT	Examineur	Maître de conférence IPGP, Paris

Laboratoire de Dynamique Terrestre et Planétaire,
CNRS UMR5562, Observatoire Midi-Pyrénées,
14 Av. Edouard Belin , 31400 Toulouse Cedex 4

Merci tout d'abord à Annie Souriau qui m'a encadré au cours de cette thèse. Elle a su me communiquer sa passion pour la recherche et les idées novatrices, m'apprendre la rigueur scientifique et l'analyse critique des publications, et m'orienter dans mes travaux de recherche. De plus, elle m'a soutenu dans mes projets tout en me laissant beaucoup de liberté. Je la remercie pour toute la confiance qu'elle a placé en moi au cours de ces 3 années.

Merci ensuite à tous les membres du jury pour leur apport au manuscrit et leur participation à la soutenance.

Je remercie ensuite toutes les personnes avec lesquelles j'ai collaboré de près ou de loin au cours de mes travaux de recherche: Hanneke Paulssen, Jean-François Fels, Matthieu Sylvander, Sébastien Chevrot, Rob Van der Hilst, H. Karason, E.R. Engdahl, K. Creager, G. Helffrich, H.C. Nataf, M. Monnereau, S. Loyer... et bien d'autres.

Merci aux copains et copines du labo dont j'ai apprécié la compagnie et qui ont rendu les journées moins longues.

Merci enfin à toute la famille Garcia au sens large pour leur soutien affectif inconditionnel et pour la correction des fautes d'orthographe du manuscrit.

Auteur: Raphaël GARCIA

Titre: Le noyau terrestre: étude sismologique des principales structures impliquées dans la dynamique terrestre

Directeur de Thèse: Annie SOURIAU

Lieu et date de soutenance: Université Toulouse III, Observatoire Midi-Pyrénées,
le 19 Novembre 2001

Résumé

La partie centrale de la Terre est formée d'un noyau métallique liquide au centre duquel se trouve un noyau interne solide, la graine. La détermination sismologique de la structure du noyau terrestre est importante pour de nombreux problèmes liés à l'étude de la dynamique terrestre. Cette thèse présente une étude de certaines structures du noyau au moyen de la propagation des ondes de volume générées par les gros séismes. Le premier chapitre présente l'état des connaissances dans les différents domaines de recherche sur le noyau. Dans un deuxième chapitre, la topographie de l'interface noyau-manteau est étudiée par l'analyse des temps de propagation des ondes. Une méthode d'analyse statistique est développée et permet d'estimer l'écart type de la topographie à 2 ± 0.7 km pour les longueurs d'ondes supérieures à 300 km. Une étude des ondes réfléchies sous l'interface précise les variations topographiques et les relie aux hétérogénéités à la base du manteau. Le troisième chapitre porte sur la structure de la graine, les temps de propagation des ondes qui la traverse sont inversés pour déterminer l'anisotropie et le niveau d'hétérogénéités dans la graine. Le modèle de graine obtenu est constitué d'une partie centrale présentant une forte anisotropie axisymétrique orientée selon l'axe Nord-Sud ($\sim 3\%$), et entourée d'une couche isotrope dont l'épaisseur est de 100 km dans l'hémisphère Ouest et 400 km dans l'hémisphère Est. La moyenne isotrope de la structure est pratiquement constante. Dans le quatrième chapitre, la forme des ondes du noyau est inversée pour déterminer la structure sismologique de la partie supérieure de la graine. La vitesse des ondes sismiques dans les 50 km sous la surface de la graine présente une variation hémisphérique géographiquement corrélée à l'anisotropie. Les résultats obtenus ont des conséquences importantes pour les modèles de la dynamique terrestre.

Mots clés: Noyau terrestre, sismologie, ondes de volume, interface noyau-manteau, graine, anisotropie, inversion, statistique

Discipline: Géophysique interne

Laboratoire de Dynamique Terrestre et Planétaire,
CNRS UMR5562, Observatoire Midi-Pyrénées,
14 Av. Edouard Belin , 31400 Toulouse Cedex 4

Table des matières

Introduction	1
1 Le noyau terrestre	5
1.1 Introduction	5
1.2 Existence d'un noyau	5
1.3 Différenciation et composition chimique du noyau	7
1.3.1 Formation des planètes telluriques	7
1.3.2 Composition chimique du noyau	8
1.4 Image sismologique de la structure du noyau	10
1.4.1 Introduction	10
1.4.2 Ondes de volume du noyau	11
1.4.3 Le modèle de référence	15
1.4.4 La couche D''	15
1.4.5 Zone à faibles vitesses	16
1.4.6 L'interface noyau-manteau	17
1.4.7 Le noyau liquide	18
1.4.8 La graine	20
1.5 Equations d'état	24
1.5.1 Le noyau liquide	25
1.5.2 La graine	27
1.6 Dynamique du noyau	29
1.6.1 Introduction	29
1.6.2 Dynamique globale	30
1.6.3 La dynamo terrestre	32
1.6.4 Dynamique de la graine	38
1.7 Conclusion	45
2 Topographie de l'interface noyau-manteau	47
2.1 Introduction	47
2.2 Estimation de la topographie	50

	<u>article:</u> Amplitude of the core-mantle boundary topography estimated by stochastic analysis of core phases	50
2.3	Analyse stochastique des données	70
2.3.1	Méthode d'analyse stochastique	70
2.3.2	Algorithme	73
2.3.3	Test de la méthode d'estimation stochastique	76
2.4	Etude de la phase PKKP	79
2.4.1	Intérêt pour la détermination de la topographie	79
2.4.2	Description par la théorie des rais	81
2.4.3	Temps de propagation	84
2.4.4	Topographie de l'interface et couche D"	86
2.4.5	Inversion des données PKKP	90
2.4.6	Contenu fréquentiel et épaisseur de l'interface noyau-manteau	93
2.5	Conclusion et Discussion	95
3	Structure de la graine	99
3.1	Introduction	99
3.2	Les données utilisées	102
3.2.1	L'onde PKP	102
3.2.2	Première sélection des données du fichier EHB	103
3.2.3	Distribution des données	104
3.2.4	Inversion et deuxième sélection des données	107
3.3	Estimation de l'anisotropie de la Graine	112
3.3.1	Introduction	112
3.3.2	Hétérogénéités et Anisotropie dans la graine	112
	<u>article:</u> Inner core anisotropy and heterogeneity level	112
3.3.3	Conclusion	121
3.4	Analyse Stochastique	121
3.4.1	Introduction	121
3.4.2	Effet du signal issu de la graine	123
3.4.3	Effet de l'anisotropie sur le signal incohérent	124
3.4.4	Effet de l'anisotropie sur le signal cohérent	124
3.4.5	Test des modèles d'anisotropie	129
3.4.6	Conclusion	133
3.5	Conclusion et discussion	135
4	Structure de la partie externe de la graine	141
4.1	Introduction	141
4.2	Inversion et structure de vitesse et d'atténuation	143

4.2.1	Inversion de forme d'onde et structure de la partie externe de la graine	143
	<u>article:</u> Constraints on upper inner core structure by waveform inversion of core phases	143
4.2.2	Inversion et contenu fréquentiel	163
4.2.3	Améliorations de la procédure d'inversion	163
4.3	Tests synthétiques	166
4.3.1	Introduction	166
4.3.2	Résolution intrinsèque des paramètres du modèle	167
4.3.3	Effet de la fonction source	169
4.3.4	Propagation du bruit	171
4.3.5	Conclusion	179
4.4	Nouvelle inversion	179
4.4.1	Inversion dans le domaine temporel	179
4.4.2	Inversion dans le domaine fréquentiel	183
4.4.3	Conclusion	186
4.5	Conclusion et discussion	189
	Conclusions et perspectives	193
	A Paramétrisation de l'anisotropie	197
A.1	Anisotropie transverse isotrope	197
A.2	Anisotropie dans la graine	198
A.3	Vitesse isotrope	200
	Références	201

Introduction

Le noyau terrestre est une sphère de 3480 km de rayon au centre de la Terre constituée d'un alliage de Fer et d'éléments légers. On distingue deux parties: la graine solide au centre dont le rayon est de 1220 km, et le noyau liquide autour. L'existence d'un noyau et d'une graine en son centre ont été prouvés par des méthodes sismologiques respectivement par Oldham en 1906 et Lehmann en 1936. La connaissance de la structure interne de notre planète a alors modifié la vision de son mode de formation et la compréhension de sa dynamique. Depuis, l'image de la structure sismologique du noyau s'est affinée, et les modèles de la dynamique terrestre ont pu bénéficier de l'apport de ces nouvelles observations.

En effet, la structure du noyau influence de nombreux domaines de la dynamique terrestre. L'étude de l'accrétion et de la différenciation de la Terre et des planètes telluriques est un domaine qui inclut la différenciation du noyau terrestre, et qui utilise des observables telles que le profil de densité du noyau, ou le saut de densité à la surface de la graine, pour déterminer sa composition chimique et par conséquent son mode de différenciation. La dynamique globale de la Terre, qui inclut les mouvements de rotation, précession et nutation de la Terre, ainsi que la déformation de la Terre par effet de marée, dépend fortement des variations de densité à l'intérieur du noyau et de la forme des interfaces. L'évolution thermique du noyau, et notamment le processus de cristallisation de la graine, dépend des conditions de flux de chaleur aux interfaces et de la composition chimique de la graine et du noyau liquide. Le processus de convection dans le noyau liquide responsable de la dynamo terrestre dépend des conditions limites aux interfaces et des propriétés physiques du noyau liquide. Enfin, la dynamique de la graine, qui regroupe l'étude de son éventuelle convection et celle de son mode de cristallisation, dépend de la structure cristallographique à l'intérieur de la graine et des conditions de flux de chaleur à sa surface. Ainsi, tous ces domaines d'étude de la dynamique terrestre peuvent être contraints par une meilleure connaissance de la structure du noyau, et plus particulièrement par la détermination des structures à l'interface noyau-manteau et à la surface de la graine.

L'intérieur de la Terre en général et le noyau terrestre en particulier ne sont pas ac-

cessibles par une observation directe. Le champ de gravité à la surface de la Terre nous renseigne sur la structure interne, mais le signal du noyau est fortement masqué par les structures superficielles. Le champ magnétique à la surface apporte des informations sur la dynamique du noyau liquide, mais elles sont très dépendantes du modèle utilisé et ne renseignent pas sur la structure proprement dite du noyau. La mesure des mouvements et des déformations de la Terre permet de calculer les variations de densité et la forme des interfaces du noyau à grandes longueurs d'ondes, mais les informations recueillies souffrent aussi d'une forte dépendance au modèle de Terre utilisé. La sismologie apparaît donc comme le meilleur outil pour déterminer la structure du noyau terrestre. D'une part l'étude des modes normaux de la Terre qui sont sensibles à la structure du noyau permet d'avoir une image à grandes longueurs d'ondes des variations de la vitesse des ondes et de la densité à l'intérieur du noyau. D'autre part, l'étude des ondes de volume se propageant dans le noyau permet d'obtenir une image à plus courtes longueurs d'ondes, et de déterminer la structure du noyau au travers des variations de la vitesse et de l'atténuation des ondes. La sismologie a notamment permis de mettre en évidence la fluidité du noyau liquide, et une forte anisotropie axisymétrique des vitesses sismiques dans la graine.

Cette thèse présente une étude de la structure du noyau au moyen des ondes de volume, et discute les résultats obtenus en regard des modèles de la dynamique terrestre. Dans le **chapitre 1**, une présentation des domaines scientifiques impliquant le noyau terrestre est réalisée, de façon à résumer l'état des connaissances sur le noyau terrestre et à replacer mon travail de thèse dans le contexte de recherche actuel. Cette présentation est loin d'être exhaustive à cause de la grande variété des domaines scientifiques impliqués. Elle doit cependant permettre au lecteur de trouver des points d'entrées bibliographiques pour une étude plus approfondie.

Une étude de la topographie de l'interface noyau-manteau est présentée dans le **chapitre 2**. Les données de temps de propagation des ondes du noyau sont utilisées pour estimer l'amplitude de la topographie, au moyen d'une méthode d'analyse stochastique développée au cours de ce chapitre. La possibilité de réaliser une cartographie de la topographie avec ces mêmes données est aussi testée. Enfin, une étude spécifique des ondes réfléchies sous l'interface noyau-manteau permet de mieux caractériser cette interface.

La structure de la graine est étudiée dans le **chapitre 3** au moyen des temps de propagation des ondes de volume traversant la graine. L'inversion des données permet d'obtenir les variations radiales et latérales de l'anisotropie dans la graine. Ensuite, la méthode d'analyse stochastique développée au chapitre précédent est utilisée pour estimer le niveau d'hétérogénéités dans la graine, puis elle est étendue pour tester différents modèles d'anisotropie de la graine.

La structure de la partie externe de la graine est étudiée dans le **chapitre 4** par l'inversion des formes d'ondes des phases du noyau. La combinaison des inversions dans les domaines temporels et fréquentiels permet d'obtenir une cartographie des variations de la vitesse et de l'atténuation des ondes P dans les 50 premiers kilomètres de la graine.

Chapitre 1

Le noyau terrestre

1.1 Introduction

Le but de ce premier chapitre est de résumer les connaissances sur le noyau terrestre. Un tel objectif pourrait suffire à écrire un livre entier. Cette présentation ne se veut pas exhaustive, mais doit permettre au lecteur d'obtenir de nombreuses informations sur le noyau terrestre et des entrées bibliographiques pour une recherche plus approfondie. De plus, elle permet de replacer mon travail de thèse dans le contexte actuel des recherches sur le noyau.

1.2 Existence d'un noyau

Les premières présomptions de l'existence d'un noyau terrestre proviennent de l'étude de la dynamique orbitale de la Terre. La Terre apparaît comme un corps différencié car son moment d'inertie est inférieur à celui d'une boule homogène. L'existence d'un noyau central ayant des propriétés différentes des couches supérieures a été proposée par Wiechert en 1897. Mais le noyau terrestre n'a été réellement découvert qu'en 1906, quand Oldham a trouvé une décroissance rapide de l'amplitude des ondes P pour les distances épicentrales supérieures à 100° . Il a alors supposé qu'une région de faibles vitesses produisait une zone d'ombre: "la zone d'ombre du noyau". En 1912, Gutenberg a correctement estimé la profondeur de cette discontinuité à 2900 km. Puis en 1926 Jeffreys démontre que l'absence d'ondes S dans le noyau impose qu'il soit fluide. La graine sera découverte par Lehmann en 1936 par l'observation de l'arrivée d'ondes P dans l'ombre du noyau (Lehmann, 1936). Elle propose une discontinuité de vitesse dans le noyau, et cette hypothèse est confirmée en 1938 par Gutenberg et Richter, qui postulent un changement de phase. La solidité de la graine n'a été validée qu'en 1971 par l'analyse des modes normaux de la Terre de Dziewonski et Gilbert. Le premier modèle sismologique de la Terre incluant des données issues des ondes de volume, de surface et

des modes normaux est publié en 1981 et connu sous le nom de PREM (Preliminary Reference Earth model) (Dziewonski et Anderson, 1981). Il inclut un modèle radial de la vitesse et de l'atténuation des ondes P et S, ainsi que de la densité et de l'anisotropie du manteau supérieur. Ce modèle est présenté sur la figure 1.1. L'interface entre le noyau liquide et le manteau est située à 2891 km de profondeur et marque un fort saut de densité. La graine solide occupe la partie centrale de la Terre, avec un rayon de 1221.5 km.

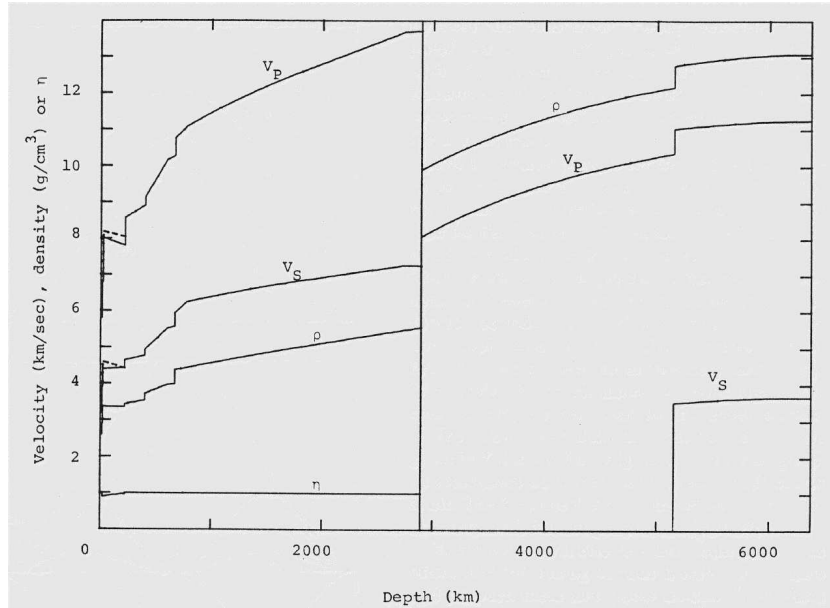


FIG. 1.1: Modèle PREM des vitesses des ondes P et S (V_P et V_S), de la densité (ρ) dans la Terre, et de l'anisotropie transverse isotrope (η) dans le manteau supérieur, d'après Dziewonski et Anderson (1981).

Peu d'outils d'analyse permettent d'avoir une image du noyau terrestre. L'étude de la propagation des ondes sismiques et les études du champ de gravité, du champ magnétique et de la dynamique de la Terre sont les seules permettant de déterminer la structure et la forme du noyau.

L'étude du champ de gravité terrestre a réalisé de grandes avancées depuis l'ère satellitaire, permettant la détermination de celui-ci jusqu'au degré 120. Cependant, le signal issu du noyau terrestre est fortement masqué par les hétérogénéités de densité dans les couches situées au-dessus de celui-ci, car le champ de gravité décroît en $\frac{1}{r}$. Ainsi, les anomalies de gravité dues au processus de convection dans le manteau masquent le signal issu du noyau, à l'exception notable de la topographie de l'interface noyau-manteau à cause d'un fort saut de densité.

La mesure du champ magnétique terrestre depuis plus de 150 ans a permis d'accumuler de longues séries temporelles dans les observatoires magnétiques. Ces données sont

complétées par la couverture globale du champ magnétique offerte par les missions satellitaires passées et à venir (Magsat, CHAMP). De plus, la modélisation de la dynamo terrestre a connu un récent essor dû à l'augmentation continue des capacités de calcul des ordinateurs et à la mise en place de dynamos expérimentales. Ces études ont apporté beaucoup dans la compréhension de la dynamique du noyau liquide et nous reviendrons sur ce point au paragraphe 1.6. Mais elles ne donnent que peu d'information sur la structure proprement dite du noyau.

L'étude des mouvements de rotation, nutation et précession de la Terre a permis d'estimer la forme, la densité et la dynamique du noyau. Le principal inconvénient de telles études est de donner une image à très grandes longueurs d'ondes ne permettant pas de distinguer d'éventuelles structures de plus petites dimensions. Nous reviendrons sur les contraintes apportées par ces études dans la partie consacrée à la dynamique du noyau.

1.3 Différenciation et composition chimique du noyau

1.3.1 Formation des planètes telluriques

Le système solaire est supposé s'être formé à partir d'un nuage de poussières qui se serait comprimé sous l'effet de l'explosion d'une supernova. Ce nuage de poussière prend alors la forme d'un disque d'accrétion et le soleil et les planètes se forment par attraction gravitationnelle des corps entre eux. Ce modèle est illustré par la figure 1.2 extraite de Ahrens (1994).

Deux questions importantes accompagnent un tel modèle de formation. Quelle était la composition chimique du nuage protosolaire? Quelle est la dynamique de ce modèle, ou bien, quelle est l'échelle de temps à mettre sur la figure 1.2?

La première question a trouvé une réponse par l'étude des météorites. La composition du nuage protosolaire est associée à celle des chondrites incluses dans les météorites les plus primitives (Météorites CI). Mais c'est la réponse à la deuxième question qui est la plus importante pour donner la composition chimique moyenne de la Terre et son mode de différenciation. Les modèles actuels affirment que les coeurs des planètes géantes se seraient formées en très peu de temps (10-20 ans), alors que les planètes telluriques se seraient formées entre 10 et 100 millions d'années. Le modèle le plus probable est le modèle d'accrétion hétérogène dans lequel la Terre s'est formée par l'accrétion de planétésimaux déjà différenciés. En effet, la présence de météorites ferriques indique que les petits corps à l'origine des planètes telluriques se sont différenciés très tôt en un noyau ferrique et un manteau silicaté, sous les effets conjugués de la radioactivité à courte période (Al_{26}) et de l'énergie de collision (Gaffrey, 1990; Taylor et Norman, 1990). De

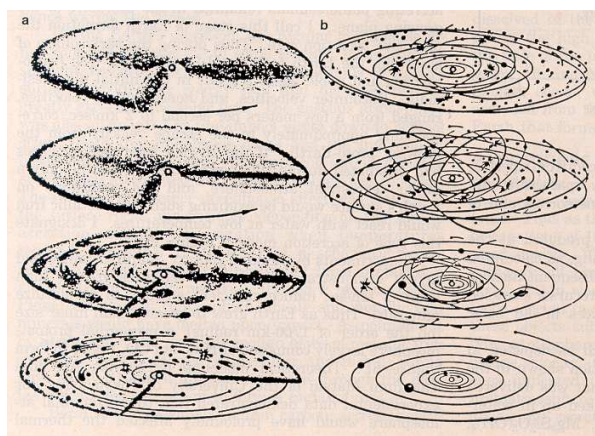


FIG. 1.2: Modèle de formation du système solaire, d'après Ahrens (1994). (a) formation d'objets intermédiaires de la taille des astéroïdes à partir de la poussière protosolaire. (b) accréation de ces objets en planètes par collision. La formation des planètes géantes n'est pas illustrée dans ce modèle.

plus, le modèle invoqué pour la formation de la Lune implique une collision entre la Terre à la fin de sa formation et un objet de la taille de Mars (Taylor, 1992). Le noyau de cet impacteur aurait été absorbé par la Terre, et les résidus mantelliques de la collision seraient restés en orbite autour de la Terre et auraient formé la Lune. L'accréation de la Terre par collisions géantes avec des objets dont la masse est supérieure à celle de la lune peut être à l'origine de 50 à 75% de la masse terrestre actuelle (Taylor et Norman, 1990). La différenciation du noyau est ainsi réalisée au cours de l'accréation. Lorsque la Terre est formée, la majeure partie du noyau est déjà différenciée. Lors d'un tel scénario, le noyau des impacteurs est formé à basses pressions et une importante partie de celui-ci est incorporée au noyau de la Terre sans réaliser d'équilibre chimique avec le manteau (Taylor, 1992). Des arguments géochimiques sont en faveur de ce modèle pour lequel le manteau terrestre n'est pas en équilibre chimique avec le noyau (Palme et O'Neill, 1996). La faible teneur en éléments volatiles des planètes telluriques est expliquée par une intense activité du soleil au cours des premières étapes de sa formation, et la difficulté de retenir ces éléments par la faible gravité des planétésimaux.

1.3.2 Composition chimique du noyau

L'analyse des météorites carbonées et ferriques ainsi que le profil de densité dans la Terre nous indiquent que le noyau terrestre est essentiellement constitué de Fer et d'éléments sidérophiles tels que le Nickel ($\sim 5.8\%$ en masse) et le Cobalt ($\sim 0.3\%$ en masse) (Newsom, 1995). Cependant, la densité du noyau est inférieure à la densité de l'alliage Fe-Ni-Co aux mêmes conditions de température et de pression (Poirier, 1994a). Ce déficit de

densité est important pour le noyau liquide, et il est significatif pour la graine. La figure 1.3 donne un exemple de comparaison entre la densité de la graine déterminée par la sismologie (Dziewonski et Anderson, 1981), et la densité du Fer pur sous forme hexagonale compacte aux mêmes conditions de pression pour différentes valeurs de la température (Stixrude et al., 1998).

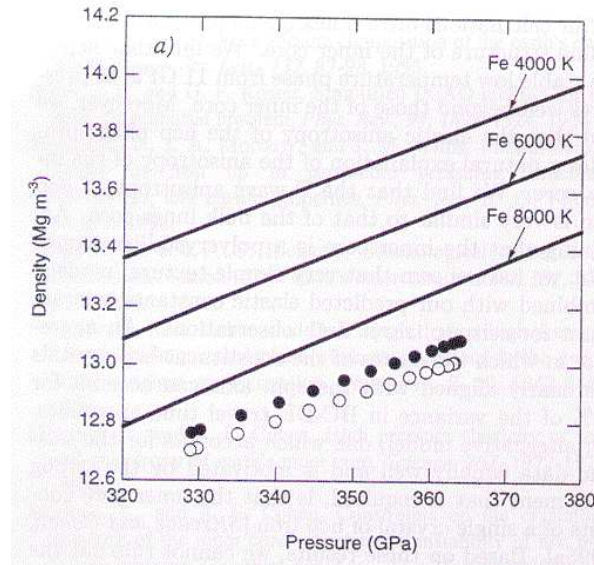


FIG. 1.3: Densité du Fer pur hexagonal compact le long de trois isothermes (traits pleins), d'après Stixrude et al. (1998), comparée à celle de la graine pour les modèles de Dziewonski et al. (1975) (cercles blancs) et Dziewonski et Anderson (1981) (cercles noirs). Les isothermes de densité du Fer pur ont été obtenus par des calculs "ab initio" de mécanique quantique du Fer.

Le déficit de densité du noyau par rapport à l'alliage Fe-Ni-Co impose la présence d'un ou plusieurs éléments légers dans le noyau. La détermination de l'élément léger du noyau dépend fortement du modèle de formation et de différenciation de la Terre. Pour le modèle d'accrétion hétérogène présenté au paragraphe précédent, le noyau se forme à partir des noyaux des planétésimaux formés à basse pression, sans réaliser l'équilibre chimique avec le manteau silicaté. Les conditions que doit remplir un élément léger pour être introduit dans le noyau sont donc: être suffisamment abondant pour pouvoir expliquer l'important déficit de densité du noyau, être capable de se partitionner dans le Fer liquide à basse pression, être soluble dans le Fer aux pressions du noyau actuel et réduire la température de fusion du Fer pur pour permettre une différenciation rapide. La comparaison entre la composition chimique du manteau supérieur et la composition chimique moyenne de la Terre permet d'appréhender les éléments majeurs susceptibles d'être candidats à entrer dans la composition du noyau, même si les barres d'erreur de

ces estimations sont importantes. Les cinq candidats les plus probables sont les éléments Si, S, H, O et C.

L'Oxygène et le Carbone ne semblent pas convenir car ils ne sont solubles dans le Fer qu'à hautes pressions (Poirier, 1994b; Alfé et al., 2000). L'Hydrogène est un bon candidat car il est fortement soluble dans le Fer et peut expliquer jusqu'à 60% du déficit de densité du noyau (Yagi et Hishinuma, 1995; Okuchi, 1997) si la différenciation s'effectue en milieu réducteur. Cependant, la proportion de silicate hydraté dans l'océan de magma primitif et sa partie suceptible d'être en équilibre chimique avec le matériel du noyau sont encore inconnues. Le Soufre est le candidat idéal, mais il n'est pas assez abondant pour expliquer la totalité du déficit de densité du noyau. Le Silicium remplit toutes les conditions si la formation de la Terre s'est réalisée en milieu réducteur. De plus, il semble que le Silicium et le Soufre s'excluent mutuellement dans des mélanges métal-silicate à basses pressions (Kilburn et Wood, 1997), ce qui tendrait à favoriser le Silicium (Sherman, 1997). Beaucoup d'incertitudes planent encore sur la composition en éléments légers du noyau car celle-ci dépend à la fois du modèle de formation et de différenciation de la Terre, des conditions d'oxydo-réduction, de la capacité à réaliser un équilibre chimique manteau-noyau et de l'abondance des éléments dans les matériaux accrétés. Quoi qu'il en soit, un faisceau d'indices favorise le Silicium, l'Hydrogène et le Soufre comme éléments constitutifs du noyau.

1.4 Image sismologique de la structure du noyau

1.4.1 Introduction

L'étude de la propagation des ondes sismiques dans la Terre est le meilleur outil pour obtenir une image de la structure du noyau. D'une part, l'étude des modes normaux de la Terre permet d'avoir une image à grandes longueurs d'ondes principalement des degrés pairs des variations de la densité, ainsi que de la vitesse et de l'atténuation des ondes P et S dans le noyau. D'autre part, l'étude des ondes de volume permet d'affiner cette image à plus courtes longueurs d'ondes, même si elle ne contraint pas les variations continues de la densité.

La détermination de la structure du noyau n'a été possible que par le développement des réseaux sismologiques mondiaux et l'amélioration de la mesure du temps. Alors qu'avant la deuxième guerre mondiale, les études ne sont réalisées qu'à partir de quelques enregistrements, l'après guerre est marquée par un effort de déploiement d'instruments de mesure. C'est d'abord à l'occasion de l'année géophysique internationale, en 1956, qu'on assiste à un effort important pour installer des stations sismologiques. Suite à deux séismes de très forte magnitude en Sibérie et au Chili dans les années 60, le réseau mondial WWSSN est installé et marque le début des grands réseaux mondiaux. La période

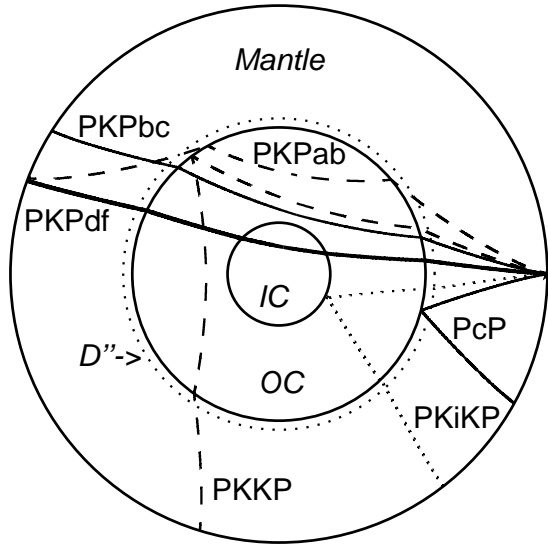
de la guerre froide marque aussi un essor important de la sismologie à des fins militaires. Des antennes de sismographes à faible ouverture sont installées aux Etats Unis, en Norvège et en URSS pour localiser et estimer la puissance des tests nucléaires. Certains de ces réseaux sont encore en activité et sont toujours utilisés pour détecter les explosions nucléaires dans le cadre du traité de non prolifération des armes nucléaires, au sein du CTBT (Comprehensive Test Ban Treaty). Parallèlement au déploiement des réseaux, la mesure du temps par les sismographes gagne en précision avec les horloges à quartz dans les années 1970. Le problème de la mesure du temps est réglé depuis l'ère satellitaire par la mesure du temps GPS. Dans les années 1980, l'émergence de sismographes numériques a facilité le traitement et le stockage des données. De plus, les sismographes large bande et l'enregistrement continu ont permis d'élargir la fenêtre fréquentielle accessible par un unique instrument. Le développement de grands réseaux mondiaux de sismographes (Geoscope, FDSN,...), ainsi que la multiplication des déploiements de réseaux temporaires a encore augmenté le nombre de données et amélioré l'échantillonnage de la Terre. De plus, le développement du réseau internet et des protocoles standards d'échange de données a ouvert l'ère de la "sismologie de masse". C'est l'augmentation de la qualité et du nombre des données qui permettent à la sismologie moderne de donner une image fine de l'intérieur de la Terre.

Les ondes de volume du noyau seront décrites dans une première partie. Les parties suivantes sont consacrées à la description des contraintes sismologiques sur la base du manteau, le noyau liquide et la graine.

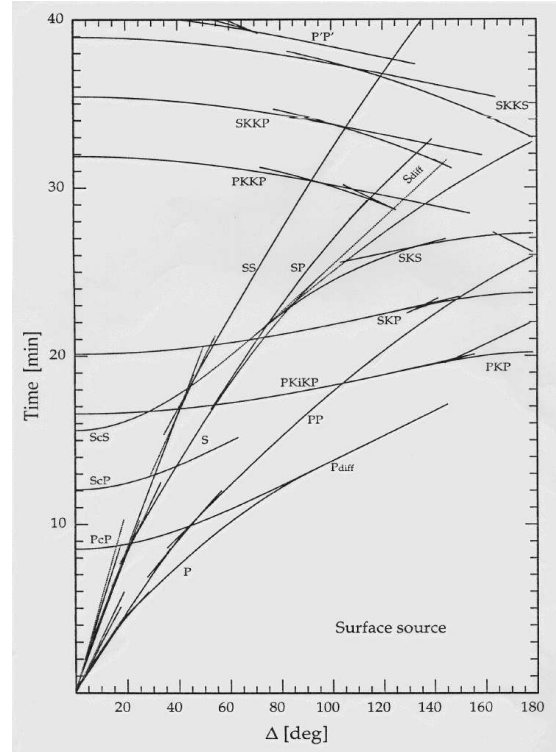
1.4.2 Ondes de volume du noyau

Cette étude sismologique du noyau s'appuie essentiellement sur les ondes de volume du noyau. Cette section rappelle leur description, leur trajets et leur caractéristiques. Les ondes de volume sont des ondes hautes fréquences (0.1-4 Hz) pour les trajets téléseismiques. Elles sont décrites par la théorie des rais (voir Annexe A). La figure 1.4 résume les trajets des ondes de volume utilisées dans les études sur le noyau. Les phases PKP et PKKP présentent une triplication avec les branches AB et BC se propageant dans le noyau liquide alors que la branche DF traverse la graine selon un trajet quasiment rectiligne. Les phases réfléchies PcP et PKiKP sont de faible amplitude, mais PcP arrive dans la coda de l'onde P, alors que PKiKP peut être observée dans la zone d'ombre du noyau entre 105° et 120° .

La figure 1.5 donne un exemple d'enregistrement des trois branches de l'onde PKP sur le canal BHZ de la station COLA (Collège, Alaska) pour un séisme des Iles Sandwich du Sud de magnitude 6.1 à 152° de distance épicentrale. On remarque la forte atténuation de la phase PKP_{df} par rapport aux phases PKP_{bc} et PKP_{ab}. Cette atténuation est due au faible facteur de qualité dans la graine. La figure 1.6 donne



(a)



(b)

FIG. 1.4: (a) trajets dans la Terre des ondes de volume du noyau, (b) hodochrones des ondes de volume d'après Kennett et Engdahl (1991). L'onde PcP est réfléchiée à l'interface noyau-manteau et l'onde PKiKP est réfléchiée à la surface de la graine. Les ondes PKP pénètrent dans le noyau: les phases PKP(BC) et PKP(AB) traversent uniquement le noyau liquide, alors que la phase PKP(DF) traverse à la fois le noyau liquide et la graine. Les branches AB, BC et DF existent aussi pour l'onde PKKP qui est réfléchiée sous l'interface noyau-manteau.

un exemple d'enregistrement de la phase PKiKP sur les stations courtes périodes du réseau Yellowknife au Canada, pour un séisme de magnitude 5.0 à 107° de distance épicentrale. La phase PKiKP est donc observable dans la zone d'ombre du noyau. Elle peut être accompagnée d'une coda attribuée à la présence d'objets diffractants dans la graine (Vidale et Earle, 2000). Un exemple d'onde PKKP est donné au chapitre suivant sur la figure 2.16.

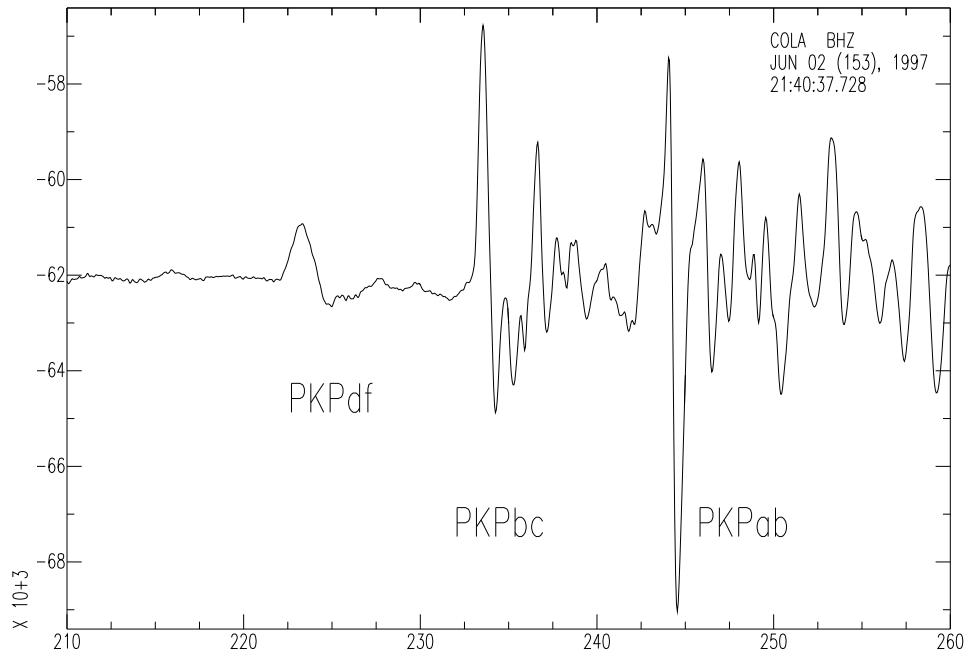


FIG. 1.5: Exemple d'enregistrement des trois branches de l'onde PKP à la station COLA à 152° de distance d'un séisme des îles Sandwich du sud de magnitude 6.1, le 2 Juin 1997. La branche PKPdf est fortement atténuée par son passage dans la graine. La branche PKPbc présente la même forme d'onde que la branche PKPdf, mais son contenu fréquentiel est plus riche en hautes fréquences car elle ne traverse pas la graine. La branche PKPab est la troisième arrivée, et sa forme d'onde est la transformée de Hilbert de celle de PKPbc.

Les conditions d'observation des ondes P du noyau portent sur la fenêtre fréquentielle d'observation, la station sismologique utilisée et l'évènement enregistré. Pour obtenir un bon rapport signal sur bruit (S/B), il faut utiliser les enregistrements verticaux à courtes périodes (SHZ), ou à large bande passante (BHZ), et filtrer les données au delà du pic de bruit de fond microsismique ($f > 0.15$ Hz). Les stations donnant le meilleur rapport S/B sont celles situées sur des boucliers tels que le Canada, la Sibérie, l'Australie.... Les séismes fournissant les sources les plus simples et les plus énergétiques, sont les séismes profonds de zone subduction (profondeur > 300 km), dont la magnitude est comprise entre 5.5 et 6.4, et qui rayonnent la plus grande partie de leur énergie vers le bas.

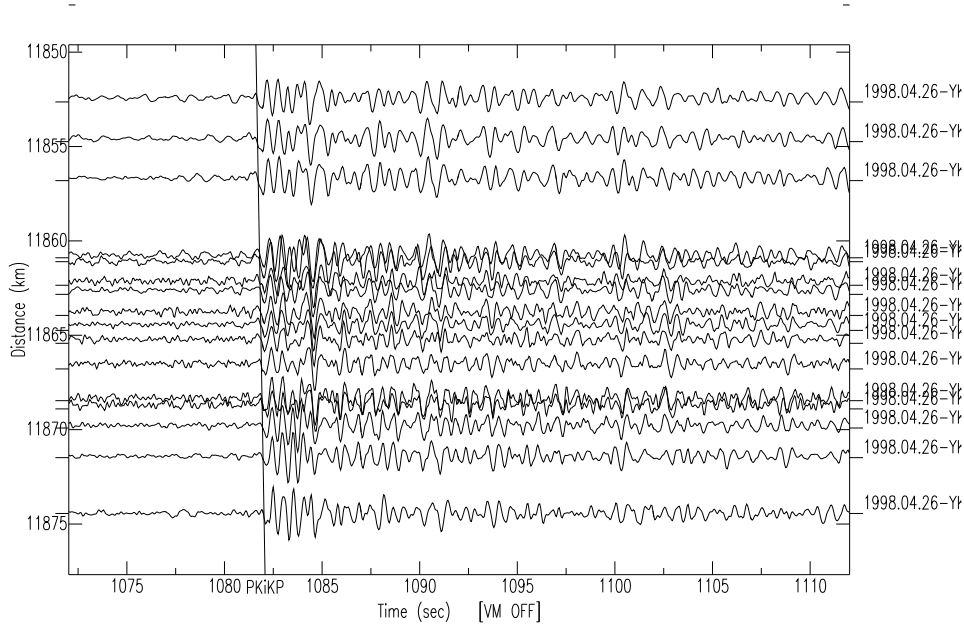


FIG. 1.6: Exemple d'enregistrement de la phase PKiKP sur les stations courtes périodes du réseau Yellowknife (Canada) à 107° de distance d'un séisme des îles Kermadec de magnitude 5.0, le 26 Avril 1998. Les données sont filtrées entre 0.7 et 5 Hz, le trait marque le temps d'arrivée théorique de la phase dans le modèle ak135 (Kennett et al., 1995). La phase PKiKP est observable dans la zone d'ombre du noyau pour des stations de bonne qualité situées sur des boucliers (ici le bouclier canadien).

Ceci définit les conditions d'observation optimales des phases du noyau, mais de telles conditions limitent beaucoup la distribution des données. Dans la pratique, il faudra donc s'accomoder de situations plus complexes avec des rapports S/B plus faibles.

1.4.3 Le modèle de référence

La structure sismologique de la Terre est résumée par les modèles de vitesse à symétrie sphérique dans la Terre. De nombreux modèles sismologiques de la Terre existent et nous citerons par exemple les modèles PREM (Dziewonski et Anderson, 1981), IASP91 (Kennett et Engdahl, 1991), SP6 (Morelli et Dziewonski, 1993) et ak135 (Kennett et al., 1995). Ces modèles ont été réalisés avec des jeux de données différents et paramétrisés de façon différente. Nous utiliserons le modèle de vitesse ak135 car c'est celui qui explique le mieux les temps de propagation des ondes de volume se propageant dans le noyau. Il a été obtenu par inversion des temps de propagation des ondes de volume. Il se différencie du modèle PREM essentiellement par un faible gradient de vitesse à la base du noyau liquide.

1.4.4 La couche D''

A la base du manteau on remarque une zone à faible gradient de vitesse pour les ondes P qui s'étend sur 200 km d'épaisseur. Cette entité sismologique est appelée la couche D'' et correspond à la couche limite thermique de la convection dans le manteau. La présence de fortes hétérogénéités dans cette couche a été détectée dès les premiers modèles tomographiques du manteau (Dziewonski, 1984; Inoue et al., 1990; Pulliam et al., 1993). Les hétérogénéités des vitesses sismiques vont jusqu'à 4% pour les ondes P et S (voir Loper et Lay (1995) et Lay et al. (1998) pour des revues). L'étude de l'anisotropie des ondes S dans cette couche a montré que des structures dont la taille peut être inférieure à 1000 km présentent une forte anisotropie transverse isotrope (Bréger et Romanowicz, 1998; Vinnik et al., 1998). De plus, les variations de vitesse des ondes S et P ne sont pas corrélées dans cette couche, suggérant ainsi la présence de matériaux de compositions chimiques différentes (Kennett et al., 1998; Ishii et Tromp, 1999). Cette différence de composition chimique à la base du manteau a été expliquée par deux modèles. Un premier modèle suppose que les plaques océaniques en subduction plongent dans le manteau jusqu'à l'interface noyau-manteau créant ainsi les hétérogénéités thermiques et chimiques observées (Grand et al., 1997; Van der Hilst et al., 1997; Bijwaard et al., 1998). Des réflecteurs à la limite supérieure de la couche D'' ont été détectés pour des contrastes de vitesse compris entre 1.5% et 3% (Lay et Helmberger, 1983; Freybourger et al., 2001). Ces détections fournissent un argument en faveur de la présence de résidus de croûtes océaniques subductées à l'interface noyau-manteau. Un modèle un peu plus complexe (Kellogg et al., 1999; Davaille, 1999) a aussi été proposé à partir de l'observation d'une

discontinuité dans le manteau inférieur (Van der Hilst et Kárason, 1999; Kaneshima et Helffrich, 1999). C'est le modèle de "lampe de lave". Ces deux modèles sont illustrés sur la figure 1.7

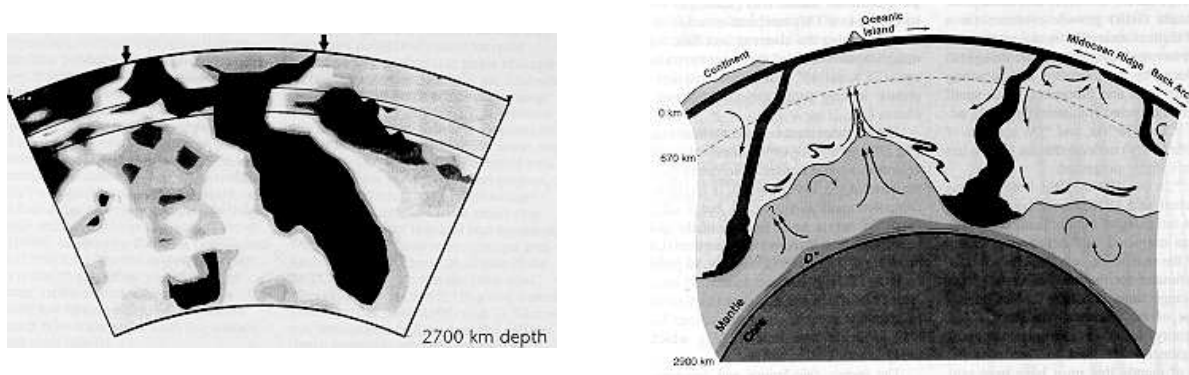


FIG. 1.7: Modèles de convection dans le manteau. A gauche, une image tomographique extraite du modèle de Grand et al. (1997) qui montre la plaque Farallon plongeant dans le manteau. A droite, le modèle de "lampe de lave" (Kellogg et al. 1999) impliquant une discontinuité chimique au milieu du manteau inférieur.

1.4.5 Zone à faibles vitesses

Une autre caractéristique des vitesses sismiques à la base du manteau est la présence d'une couche à très faibles vitesses dans les derniers kilomètres du manteau en certaines régions de la Terre (voir Garnero et al. (1998) pour une revue). Cette couche est appelée ULVZ, pour Ultra Low Velocity Zone. L'indétermination entre les paramètres caractérisant cette couche induit de larges variations des estimations de l'épaisseur de la couche, et des variations de vitesses et de densité dans cette couche. Ainsi, l'épaisseur de cette couche est susceptible de varier de 5 à 50 kilomètres, les réductions de vitesse de 10% à 20% pour les ondes P et de 10% à 50% pour les ondes S, et l'augmentation de la densité peut atteindre 60% pour les modèles les plus extrêmes (Garnero et Helmberger, 1996; Garnero et Vidale, 1999; Garnero et Jeanloz, 2000). Cette zone à faibles vitesses à la base du manteau n'a pas été détectée partout, et la figure 1.8.a donne la localisation des régions où elle est présente et celles où elle n'a pas été mise en évidence. La présence de cette zone à faibles vitesses a été reliée à la racine des points chauds (Helmberger et al., 1998; Russell et al., 1998; Williams et al., 1998; Garnero et al., 1998). Un argument en faveur de ce modèle est la possible percolation de matériel du noyau vers le manteau (Shannon et Agee, 1998; Brandon et al., 1998; Garnero et Jeanloz, 2000). Cependant d'autres auteurs expliquent la zone à faibles vitesses par la fusion de perovskite à la base du manteau (Holland et Ahrens, 1997). A cause des indéterminations portant sur l'ULVZ, deux autres modèles ont été proposés pour expliquer les observations sismologiques et sont illustrés sur la figure 1.8.b: une interface cotonneuse à travers

laquelle se réalise d'intenses interactions chimiques et physiques entre le noyau et le manteau (Garnero et Jeanloz, 2000), et une couche biphasique solide-liquide sous l'interface créée par réaction entre un alliage de Fer et d'éléments légers, et les silicates du manteau (Buffett et al., 2000). La présence d'un tel milieu biphasique à la surface du noyau liquide, est capable d'expliquer à la fois les observations sismologiques et géodésiques. La précipitation de ces "sédiments" par réaction avec les silicates du manteau implique que la réaction a lieu sur les bas de topographie de l'interface et qu'ils sont accumulés sous les hauts de topographie, car sinon les réactants seraient séparés. L'épaisseur de la couche ne peut donc pas excéder l'amplitude de la topographie de l'interface noyau-manteau. Cependant, la porosité de la couche de sédiments est encore débattue (Morse, 2001).

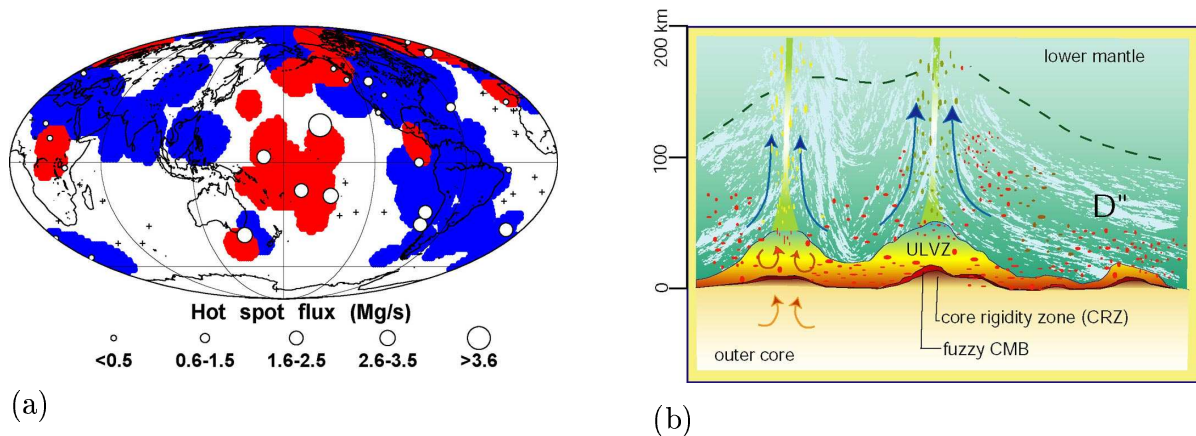
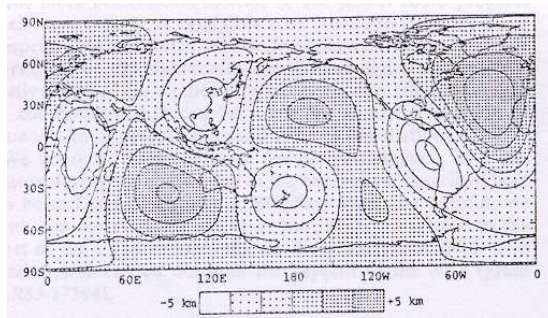


FIG. 1.8: (a) carte extraite de Garnero et al. (1998) donnant la localisation géographique de l'ULVZ à la base du manteau et la localisation et le flux des points chauds. En rouge les régions où l'ULVZ a été détectée et en bleu les régions où elle n'a pas été mise en évidence. (b) schéma reliant les remontées magmatiques à la base du manteau à la présence de l'ULVZ, d'après Garnero et Jeanloz (2000). Ce schéma montre aussi deux autres structures capables d'expliquer les données sismologiques: une interface noyau-manteau cotonneuse (fuzzy CMB) et une zone de rigidité sous l'interface (Core rigidity zone).

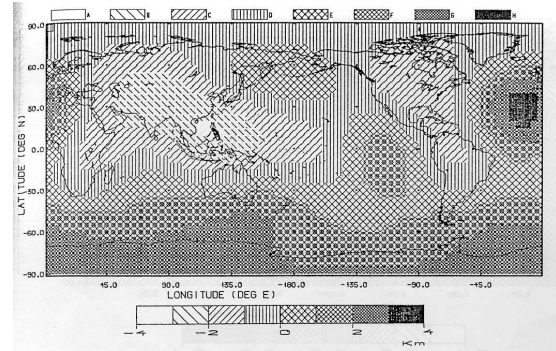
1.4.6 L'interface noyau-manteau

Comme l'illustre la figure 1.1, l'interface noyau-manteau est une discontinuité du premier ordre pour les vitesses des ondes P et S ainsi que pour la densité. Elle sépare le manteau solide silicaté du noyau liquide composé d'un alliage de Fer et d'éléments légers. Le saut de vitesse des ondes P est de 5.66 ± 0.02 km/s, celui des ondes S de 7.28 ± 0.01 km/s et la profondeur moyenne de l'interface est 2891.5 ± 4 km (Kennett et al., 1995). Cette interface présente le plus fort saut de densité à l'intérieur de la Terre (4.36 kg/m^3) et joue donc un rôle important pour le champ de gravité et l'inertie de la Terre. L'étude des nutations de la Terre a d'ailleurs permis de mettre en évidence un excès d'ellipticité de

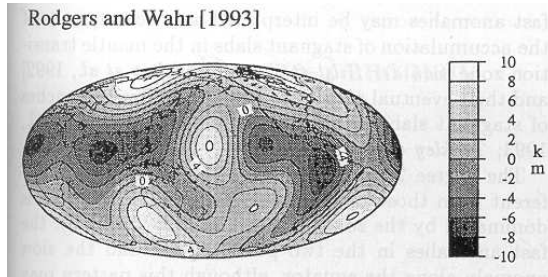
l'interface noyau-manteau de 430 m, où une ellipticité dynamique de 0.002665, au lieu de 0.002548 pour le modèle PREM (Gwinn et al., 1986; Mathews et al., 1991b). La forme de cette interface a été estimée par de nombreuses études sismologiques (Creager et Jordan, 1986; Morelli et Dziewonski, 1987; Doornbos et Hilton, 1989; Rodgers et Wahr, 1993; Obayashi et Fukao, 1997). Mais, comme le montre la figure 1.9, les modèles obtenus présentent des amplitudes allant de ± 4 km à ± 12 km, et ils ne sont que faiblement corrélés entre eux. La topographie de l'interface noyau-manteau sera traitée plus en détail dans le chapitre suivant.



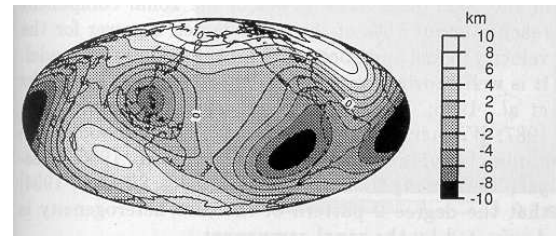
(a)



(b)



(c)



(d)

FIG. 1.9: Topographie de l'interface noyau-manteau déterminée par la sismologie: (a) Morelli et Dziewonski (1987), (b) Doornbos et Hilton (1989), (c) Rodgers et Wahr (1993) et (d) Obayashi et Fukao (1997).

1.4.7 Le noyau liquide

Le noyau liquide s'étend entre 2891.5 ± 4 et 5153.5 ± 5 kilomètres de profondeur dans la Terre. Sa fluidité a été démontrée par des considérations géodynamiques et par l'absence de propagation des ondes S dans cette région de la Terre. On remarque sur la figure 1.1 que la vitesse des ondes P est plus faible dans le noyau liquide que dans la partie inférieure du manteau, créant ainsi la "zone d'ombre du noyau". Cette zone d'ombre est responsable de la difficulté d'échantillonner la partie supérieure du noyau liquide au moyen d'ondes sismiques. Les rapports spectraux des phases PKmKP réfléchies plusieurs fois sous l'interface noyau-manteau démontrent que l'atténuation des ondes P dans le noyau

liquide est négligeable (Qamar et Eisenberg, 1974; Cormier et Richards, 1976). C'est à dire que le facteur de qualité des ondes P présente une borne inférieure comprise entre 5 000 et 10 000 dans le noyau liquide. Même si une étude récente propose d'expliquer certaines observations des modes normaux de la Terre par la présence d'hétérogénéités dans le noyau liquide (Romanowicz et Bréger, 2000), celui-ci est généralement considéré comme homogène. Stevenson (1987) donne une borne supérieure de 10^{-4} pour les hétérogénéités de vitesse et de densité dans le noyau liquide à partir d'arguments dynamiques. Une étude sismologique récente estime cette borne supérieure à 0.1% (Pier-santi et al., 2001).

Le noyau liquide est reconnu comme homogène, mais les 200 derniers kilomètres présentent une structure différente. Comme le montre la figure 1.10, le gradient de vitesse des ondes P est proche de zéro à la base du noyau liquide. Cette réduction du gradient de vitesse des ondes P a été déterminée par l'étude des temps de propagation de l'onde PKP(BC) diffractée à la surface de la graine (Souriau et Poupinet, 1991; Song et Helmberger, 1992; Song et Helmberger, 1995a). Une telle observation suggère la présence d'une stratification stable à la base du noyau liquide, donc la possibilité de maintenir des hétérogénéités de vitesse et de densité. De faibles hétérogénéités ($\sim 0.5\%$) ont été suggérées (Roudil et Souriau, 1993; Kaneshima et al., 1994; Huang, 1996), mais elles ne sortent pas de la barre d'erreur des modèles. Cette zone à faible gradient de vitesse peut être expliquée par la présence d'un matériau mal cristallisé correspondant à une bouillie d'alliage de Fer liquide et solide à la surface de la graine (Fearn et al., 1981; Loper et Fearn, 1983). Cette bouillie est supposée être constituée de dendrites d'un alliage de Fer formées lors de la cristallisation à la surface de la graine.

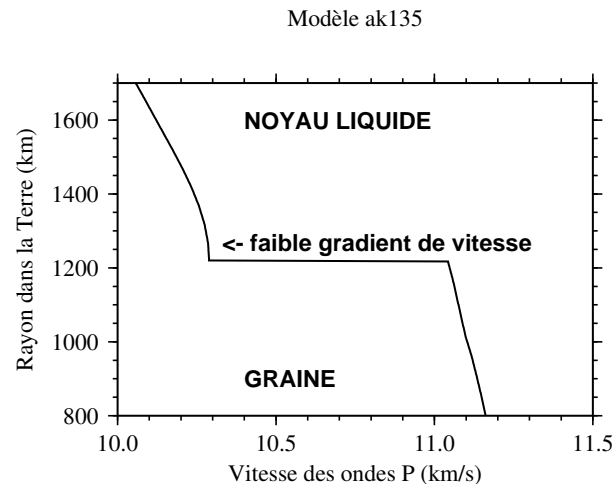


FIG. 1.10: Modèle de vitesse des ondes P à la surface de la graine (Kennett et al., 1995). La zone à faible gradient de vitesse à la base du noyau liquide est indiquée par une flèche.

1.4.8 La graine

La discontinuité noyau liquide-graine

L'interface entre le noyau liquide et la graine a une épaisseur inférieure à 3 km (Cummins et Johnson, 1988a; Cummins et Johnson, 1988b). Elle présente un saut de vitesse des ondes P estimé entre 0.5 et 0.85 km/s par l'analyse des temps de propagation différentiels (Kaneshima et al., 1994; Huang, 1996), des formes d'ondes (Choy et Cormier, 1983; Cummins et Johnson, 1988b; Song et Helmberger, 1992; Song et Helmberger, 1995a) et de l'amplitude des phases du noyau (Müller, 1973; Häge, 1983; Souriau et Souriau, 1989; Shearer et Masters, 1990). Les études portant sur l'amplitude des phases du noyau (Müller, 1973) et sur les vibrations propres (Dziewonski et Anderson, 1981) ont aussi estimé la vitesse des ondes S dans la graine entre 3 et 4 km/s. De plus, deux études récentes reportent des observations d'ondes S se propageant dans la graine et donnent une vitesse des ondes S de l'ordre de 3.6 km/s (Okal et Cansi, 1998; Deuss et al., 2000). Le saut de densité à la surface de la graine est lui estimé entre 0.5 et 1.7 kg/m^3 par l'analyse des ondes de volume. Les modes normaux de la Terre donnent des valeurs du saut de densité de l'ordre de 0.6-0.7 kg/m^3 (Dziewonski et Anderson, 1981), cependant ce paramètre est mal résolu.

L'anisotropie

Poupinet et al. (1983) ont découvert que les ondes P qui traversent la graine terrestre ont des trajets plus rapides dans la direction Nord-Sud que dans le plan équatorial. Cette observation est ensuite corroborée à la fois par l'analyse des temps de propagation des ondes de volume (Morelli et al., 1986) et celle des normaux de la Terre (Woodhouse et al., 1986). Elle est interprétée par la présence dans la graine de 3% d'anisotropie axisymétrique selon l'axe Nord-Sud. L'anisotropie est une caractéristique de la vitesse des ondes P dans la graine (voir Song (1997) et Creager (2000) pour des revues). L'anisotropie dans la graine est généralement décrite par un modèle au premier ordre d'anisotropie axisymétrique (Thomsen, 1986; Jech et Pšenčík, 1989) avec un axe de symétrie dans la direction de l'axe de rotation de la Terre. L'écart de cet axe de symétrie par rapport à l'axe de symétrie de la Terre n'excède pas 12° (Su et Dziewonski, 1995). Le tableau 1.11, extrait de Song (1997), résume les caractéristiques des modèles sismologiques de l'anisotropie de la graine.

Les 100 premiers kilomètres de la graine ne semblent pas présenter cette propriété d'anisotropie axisymétrique des ondes (Shearer, 1994; Su et Dziewonski, 1995; Song et Helmberger, 1995b; Niu et Wen, 2001), mais certaines études des vibrations propres (Tromp, 1993) et des temps de propagation des phases du noyau (Su et Dziewonski, 1995) argumentent en faveur d'un niveau d'anisotropie non négligeable. L'étude des modes normaux indique que l'épaisseur d'une couche isotrope à la surface de la graine ne

<i>Model*</i>	ϵ^\dagger	σ^\dagger	γ^\dagger	$(\delta S_{mc})_{ptp}^\dagger$	<i>Data Type, Δ</i>	<i>Distribution</i>
Cr92	3.48	4.95	...	11.7	BC-DF, 146°–160°	uniform
SH93	3.02	5.44	...	12.9	BC-DF, 145°–158°	uniform
Tr93	0–3.38 (1.18)	0–2.71 (1.05)	–11.33 to 4.11 (–4.81)	0–6.4 (2.5)	normal modes	depth-varying
Sh94	similar to Cr92 or SH93, except top ~50 km	similar to Cr92 or SH93, except top ~50 km	similar to Cr92 or SH93, except top ~50 km	similar to Cr92 or SH93, except top ~50 km	ISC, 132°–140°, 149°–180°	depth-varying
VRB94	similar to Cr92	similar to Cr92	similar to Cr92	similar to Cr92	AB-DF, 172°–177°	uniform
SC95	3.28	8.88	2.58	9.0	theoretical calculation	uniform
SD95	1.37–3.39 (2.04)	2.0–6.92 (3.61)	...	4.7–16.4 (8.5)	ISC, 120°–140°, 150°–180°	3-D
Tr95	0.51–2.96 (1.58)	–0.91 to 7.93 (2.28)	–7.85 to 32.18 (0.43)	–2.2 to 18.8 (5.4)	normal modes + ISC	depth-varying
So96	2.83	5.29	...	12.5	AB-DF, 168°–180°	uniform
SR96	2.61	5.17	...	12.2	BC-DF, 145°–158°	uniform
MMC97	similar to Cr92 or SH93	similar to Cr92 or SH93	similar to Cr92 or SH93	similar to Cr92 or SH93	BC-DF, AB-DF, 145°–175°	depth-varying

*References for the coded models are, from top to bottom, *Creager* [1992], *Song and Helmberger* [1993], *Tromp* [1993], *Shearer* [1994], *Vinnik et al.* [1994], *Stixrude and Cohen* [1995], *Su and Dziewonski* [1995], *Tromp* [1995a], *Song* [1996], *Song and Richards* [1996a], and *McSweeney et al.* [1997].

†All numbers are in percent; values in parentheses are radial averages. Note from (8)–(10), ϵ determines the difference between V_p along the symmetry axis of anisotropy and that along the plane perpendicular to the axis, and the anisotropic variations (peak-to-peak) of S_{mc} and S_{eq} are $(\delta S_{mc})_{ptp} = \sigma(\alpha_0/\beta_0)^2/4$ and γ , respectively. The reference P and S velocities α_0 and β_0 used in calculating $(\delta S_{mc})_{ptp}$ are 11.26 km/s and 3.66 km/s, respectively, and are taken from the preliminary reference Earth model [Dziewonski and Anderson, 1981] at the Earth's center.

FIG. 1.11: Modèles sismologiques de l'anisotropie dans la graine, d'après Song (1997). Les différentes paramétrisations de l'anisotropie sont décrites dans l'annexe A.

peut excéder 100 km (Durek et Romanowicz, 1999). Dans tous les cas, des hétérogénéités de vitesse de l'ordre de 0.5% (Cormier et Choy, 1986; Kaneshima, 1996; Niu et Wen, 2001), et un fort gradient de vitesse des ondes P et S sont présents à la surface de la graine (Choy et Cormier, 1983; Song et Helmberger, 1992; Kaneshima et al., 1994; Huang, 1996).

L'anisotropie de la graine au delà de 100 km de profondeur a été étudiée par différentes méthodes. Les modes normaux possédant un noyau de sensibilité non nul dans la graine sont fortement dégénérés, alors que la proportion de l'énergie élastique de ces modes dans la graine est généralement bien inférieure à 10%. L'étude de la dégénérescence azimutale des modes normaux de la Terre aboutit à des valeurs comprises entre 2.5% et 5% d'anisotropie, mais le modèle d'anisotropie constante et uniforme n'explique pas entièrement la variance des données (Woodhouse et al., 1986; Tromp, 1993; Durek et Romanowicz, 1999). Cette constatation a amené certains auteurs à chercher une explication de cette variance résiduelle dans le noyau liquide ou la couche D'' (Widmer et al., 1991b; Romanowicz et Bréger, 2000), mais la cause peut aussi résider dans la présence d'hétérogénéités dans la graine. Pour des profondeurs entre 100 et 450 km dans la graine, l'analyse des ondes de volume a donné des estimations de l'anisotropie comprises entre 1 et 3% pour les temps de propagation absolus (Shearer et al., 1988; Shearer et Toy, 1991; Shearer, 1994; Su et Dziewonski, 1995), et entre 1.5 et 3.5% pour les temps de propa-

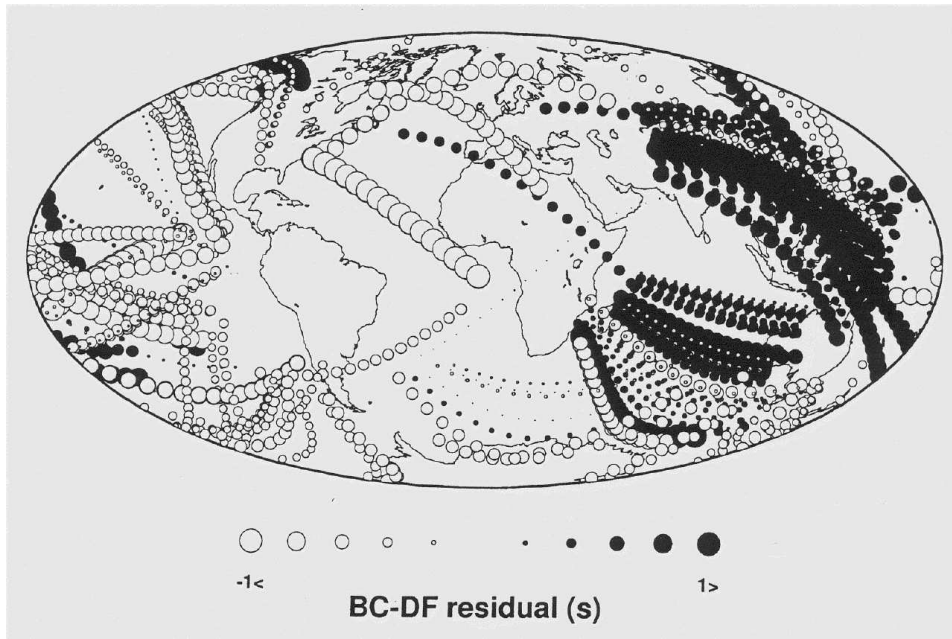
gation différentiels entre la phase PKP(BC) qui passe dans le tiers inférieur du noyau liquide et la phase PKP(DF) qui traverse la graine (Creager, 1992; Song et Helmberger, 1993; Song et Helmberger, 1995a; McSweeney et al., 1997). Deux études récentes ont mis en évidence une variation hémisphérique de l'anisotropie entre 200 et 450 km de profondeur dans la graine par l'étude des temps différentiels PKP(BC)-PKP(DF) (Tanaka et Hamaguchi, 1997; Creager, 1999). L'hémisphère Ouest (-180° à 40°) présente une anisotropie de l'ordre de 3%, alors que l'hémisphère Est (40° à 180°) n'est que très faiblement anisotrope ($\sim 0.5\%$). La figure 1.12, extraite de l'étude de Tanaka et Hamaguchi (1997), illustre la variation hémisphérique des temps différentiels BC-DF pour des trajets polaires. Outre les variations à grande longueur d'onde du niveau d'anisotropie, l'étude des temps différentiels BC-DF suggère la présence d'hétérogénéités à petite échelle dans la graine (Creager, 1997; Bréger et al., 1999).

L'étude des temps différentiels PKP(AB)-PKP(DF) a mis en évidence $\sim 3\%$ d'anisotropie dans les 700 derniers kilomètres de la graine (Vinnik et al., 1994; Song, 1996). Mais la dispersion des temps différentiels AB-DF corrigés de l'anisotropie dans la graine a été reliée à la présence de structures dans le manteau inférieur (Bréger et al., 1999; Bréger et al., 2000b). Les temps différentiels P'P'(BC)-P'P'(DF) et P'P'(AB)-P'P'(DF) pour des trajets polaires semblent ne pas nécessiter la présence d'anisotropie dans la graine (Bréger et al., 2000a). Cependant, ces phases ont un double trajet dans la Terre, ce qui multiplie les risques de contamination par des structures à l'interface noyau-manteau. De plus, elles correspondent à un maximum du temps de propagation alors que la plupart des autres phases du noyau correspondent à des minima du temps de propagation. Une observation de ces phases pour des trajets équatoriaux est nécessaire pour lever l'incertitude sur l'anisotropie de la graine.

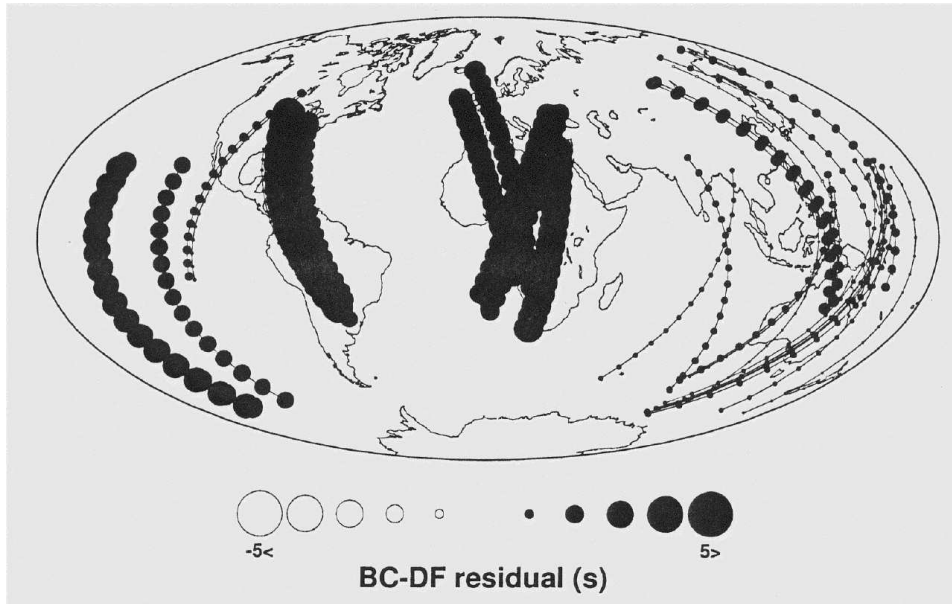
Atténuation et objets diffractants

L'atténuation des ondes P dans la bande de fréquence des ondes de volume (0.2-4 Hz) diminue avec la profondeur. Le facteur de qualité des ondes P dans les 200 premiers kilomètres de la graine a été estimé entre 100 et 200 par des études de l'amplitude et de la forme d'onde des phases du noyau (Doornbos, 1974; Cormier, 1981; Doornbos, 1983; Cummins et Johnson, 1988b). L'étude des rapport spectraux entre les phases PKP(BC) et PKP(DF) donne des valeurs du facteur de qualité comprises entre 200 et 600 pour des profondeurs entre 200 et 500 km dans la graine (Niazi et Johnson, 1992; Bhattacharyya et al., 1993; Souriau et Roudil, 1995; Bowers et al., 1999; Tseng et al., 2001). Pour les 700 kilomètres au centre de la graine, le facteur de qualité n'est pas bien déterminé, mais il est inférieur 2000 (Doornbos, 1974). De plus, il semble que l'atténuation des ondes P soit reliée à leur vitesse, puisque les trajets polaires les plus rapides dans la graine sont aussi les plus atténués (Souriau et Romanowicz, 1996).

Si l'on suppose que l'atténuation intrinsèque dans la graine, comme dans les autres par-



(a)



(b)

FIG. 1.12: Distribution géographique des résidus PKP(BC)-PKP(DF) pour les trajets équatoriaux ($\xi > 45^\circ$) (a) et polaires ($\xi < 30^\circ$) (b) où ξ est l'angle entre la tangente du rai PKPdf à son point le plus bas et l'axe Nord-Sud de la Terre (voir annexe A), d'après Tanaka et Hamaguchi (1997). Les résidus sont représentés par des cercles le long du trajet de la phase PKP(DF) dans la graine et les échelles ne sont pas les mêmes sur les 2 figures. Pour les résidus polaires, on note que les résidus sont fortement positifs dans l'hémisphère Ouest traduisant la présence d'anisotropie, alors qu'ils sont proches de zéro dans l'hémisphère Est marquant un faible niveau d'anisotropie.

ties de la Terre, est essentiellement due à l'atténuation en cisaillement (Anderson, 1989; Lay et Wallace, 1995), l'atténuation des ondes dans la graine présente une dépendance en fréquence. En effet, à basses fréquences, l'atténuation en cisaillement des modes normaux est $Q_\mu = 110 \pm 25$ (Masters et Gilbert, 1981; Widmer et al., 1991a). Si l'on suppose $Q_\kappa > 10^3$ (Dziewonski et Anderson, 1981), cela donne un facteur de qualité des ondes P de $Q = Q_\alpha \sim 770$. Or, à hautes fréquences, les ondes PKP sont fortement atténuées dans la graine ($Q \sim 200$). Cette observation suggère la prédominance de l'atténuation due à la diffraction sur l'atténuation intrinsèque, car une forte densité d'objets diffractants dont la taille est de l'ordre de la longueur d'onde des ondes de volume (~ 10 km) peut produire une telle dépendance en fréquence (Choy et Cormier, 1983; Richards et Menke, 1983). L'étude de la forme des ondes du noyau confirme l'augmentation significative de l'atténuation au delà de 1 à 2 Hz et justifie celle-ci en terme de diffraction sur des objets dont le contraste de vitesse est 5-12 % et la taille 0.5 à 2 km (Cormier et al., 1998). De même, l'étude de la coda des ondes réfléchies sur la surface de la graine donne pour les objets diffractants des contrastes de vitesse de l'ordre de 1.2%, pour des échelles de longueur de 2 km, dans les 300 premiers kilomètres du noyau (Vidale et Earle, 2000). Cependant, la dépendance fréquentielle du facteur de qualité peut être réduite si l'on diminue la valeur de Q_κ dans la graine en invoquant un mécanisme d'atténuation dans un milieu poreux (Loper et Fearn, 1983). Une étude théorique (Singh et al., 2000) démontre aussi que des inclusions fluides elliptiques peuvent expliquer à la fois l'anisotropie et l'atténuation des ondes P dans la graine.

1.5 Equations d'état

Les équations d'état des matériaux composant le noyau sont très mal connues et ceci pour deux raisons fondamentales. La première raison est la méconnaissance de la composition chimique du noyau et principalement sa composition en éléments légers. La deuxième raison est la difficulté d'atteindre les conditions de température et de pression régnant dans le noyau, à la fois par des dispositifs expérimentaux et par des modélisations de mécanique quantique. Cependant, les mesures à hautes températures et hautes pressions ont réalisé des progrès considérables durant les dernières années, notamment par le développement des enclumes à diamant pour la production de hautes pressions, et l'utilisation de rayonnements X issus de synchrotrons pour l'analyse des structures cristallines. Les conditions de température et de pression régnant dans le noyau ont pu être atteintes. De plus, l'augmentation de la capacité de calcul des ordinateurs et le développement de nouvelles méthodes d'approximation ont permis à la mécanique quantique de modéliser le comportement du Fer aux conditions de température et de pression du noyau. Les paramètres élastiques et anélastiques du noyau ont été donnés dans la section précédente. La pression à l'intérieur du noyau est estimée par intégration

des modèles de densité à l'intérieur de la Terre (Dziewonski et Anderson, 1981). La pression est ~ 135 GPa à l'interface noyau-manteau, ~ 330 GPa à la surface de la graine et ~ 360 GPa au centre de la Terre. Les paramètres considérés ici seront la viscosité, la température, ainsi que la forme cristalline du Fer dans la graine.

1.5.1 Le noyau liquide

La concentration des éléments légers dans le noyau liquide étant méconnue, les paramètres thermiques et de transport sont aussi méconnus. Cependant, ils peuvent être estimés par des considérations thermodynamiques. La figure 1.13 reproduit les tables I et II de la synthèse des propriétés du noyau réalisée par Poirier (Poirier, 1994a). Une grande incertitude est associée à la plupart de ces paramètres.

Table I Elastic and thermal parameters at mid-core depth ($r=2,400$ km, $P=243$ GPa, $T \approx 4,500$ K). Paramètres élastiques et thermiques à mi-noyau ($r=2\,400$ km, $P=243$ GPa, $T \approx 4\,500$ K).		
$K_S = (-\partial \ln V / \partial P)_S$	1,016 GPa	Dziewonski and Anderson (1981)
$K_S = (\partial K / \partial P)_S$	3.45	Stacey (1993)
$\alpha = (\partial \ln V / \partial T)_P$	$1.32 \times 10^{-5} \text{ K}^{-1}$	Stacey (1993)
$C_V = (\partial S / \partial \ln T)_V$	795 J/kg $^{-1}$ K $^{-1}$	Stacey (1993)
$C_P = (\partial S / \partial \ln T)_P$	860 J/kg $^{-1}$ K $^{-1}$	Stacey (1993)
$\gamma = \alpha K_S / \rho C_P$	1.38	Stacey (1993)

Table II Transport parameters at mid-core depth ($r=2,400$ km, $P=243$ GPa, $T \approx 4,500$ K). Paramètres de transport à mi-noyau ($r=2\,400$ km, $P=243$ GPa, $T \approx 4\,500$ K).		
Electrical conductivity σ	$7\text{--}8 \times 10^5 \text{ } \Omega^{-1} \text{ m}^{-1}$	Secco and Schloessin (1989)
Thermal conductivity k	77 W m $^{-1}$ K $^{-1}$	
Thermal diffusivity $\kappa = k / \rho C_P$	$8 \times 10^{-6} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$	
Magnetic diffusivity $D_{\text{mag}} = (\mu_0 \sigma)^{-1}$	1 m 2 s $^{-1}$	
Kinematic viscosity ν	$5 \times 10^{-7} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$	Poirier (1988)
Diffusion coefficient of sulfur *	$6 \times 10^{-8} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$	Shimoji and Itami (1986)
Diffusion coefficient of oxygen *	$3 \times 10^{-9} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$	Shimoji and Itami (1986)

FIG. 1.13: D'après Poirier (1994), paramètres thermiques, élastiques et de transport au milieu du noyau (noyau liquide). Les références citées sont reprises dans la bibliographie à la fin de cette thèse.

La viscosité du noyau liquide est un paramètre important pour la dynamique du noyau liquide. Elle a été estimée par de nombreuses méthodes et son estimation varie de 12 ordres de grandeur, comme on peut le constater sur la figure 1.14 (Secco et al., 1998). De façon générale, les méthodes sismologiques donnent une borne supérieure de la valeur de la viscosité, car elles ne peuvent pas estimer des viscosités très faibles par l'analyse de l'atténuation des ondes. Les estimations géodésiques et géomagnétiques couvrent un large domaine de variation de la viscosité, car elles sont très dépendantes du modèle utilisé. Il faut ajouter à ces estimations deux estimations récentes. La première estimation repose sur une modélisation théorique du Fer liquide aux conditions

de température et de pression du noyau et donne une viscosité dynamique de 1.8×10^{-2} Pa.s à l'interface noyau-manteau pour une température de 3000 K (Wijs et al., 1998). La deuxième estimation repose sur la détection récente des modes de Slichter de la graine (Courtier et al., 2000). Elle utilise les mouvements de la graine dans le noyau liquide comme un viscosimètre dynamique pour estimer la viscosité à la base du noyau liquide (Smylie et McMillam, 1998). La valeur estimée est de 1.2×10^{11} Pa.s dans la couche limite d'Ekman à la base du noyau liquide (Smylie, 1999). Cette forte valeur de la viscosité argumente en faveur d'une zone de bouillie solide-liquide à la base du noyau liquide. L'incertitude sur la viscosité du noyau liquide est aussi dûe à la forte incertitude sur le géotherme du noyau.

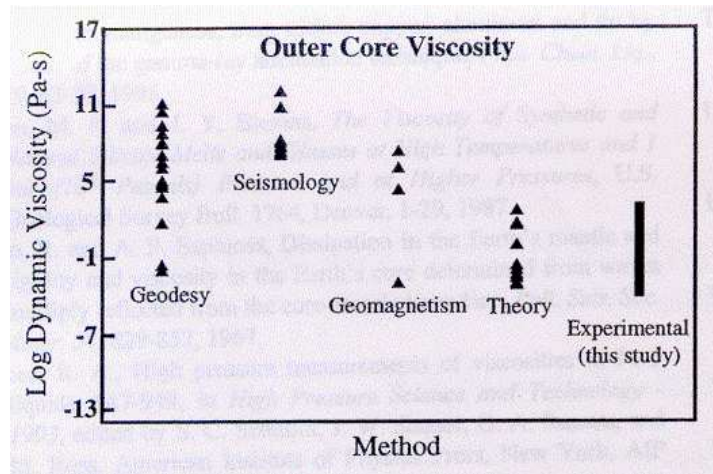


FIG. 1.14: Estimations de la viscosité dynamique du noyau liquide en fonction de la méthode employée, d'après Secco et al. (1998).

Le géotherme du noyau est peu contraint, mais le gradient thermique dans le noyau liquide est le gradient adiabatique à cause de la vigueur de la convection. Pour déterminer le géotherme, il faut obtenir la température en un point du noyau (Jeanloz, 1990). A l'interface noyau-manteau, la sismologie nous indique que le manteau est solide ou partiellement en fusion (pour les zones à faibles vitesses). La température est donc inférieure ou égale à la température de fusion du manteau. Si le manteau inférieur est constitué de pérovskite et de magnésio-wüstite, cette limite supérieure est de l'ordre de 4300 ± 270 K (Holland et Ahrens, 1997). A l'interface entre le noyau liquide et la graine, la température est la température de fusion d'un alliage de Fer. Comme la densité de la graine est proche de celle du Fer pur, on peut supposer que le pourcentage d'éléments légers y est faible et donc que la température de fusion de l'alliage est proche de celle du Fer pur. La température à l'interface entre le noyau liquide et la graine sera donc déduite du diagramme de phase du Fer pur, qui donne une température de l'ordre de 5000 à 6000 K (R., 1993; Alfé et al., 1999). Ce point sera détaillé dans la section suivante.

1.5.2 La graine

Outre les contraintes sismologiques sur les propriétés élastiques et anélastiques de la graine, la géodynamique fournit des contraintes directes sur les propriétés du noyau, même si celles-ci sont fortement dépendantes du modèle utilisé. La physique des matériaux contraint aussi les propriétés de la graine par l'étude à hautes températures et hautes pressions des matériaux constitutifs de la graine. Ces études sont, soit des mesures directes à l'aide d'enclumes à diamant ou par l'intermédiaire d'expériences d'ondes de choc, soit des études théoriques de mécanique quantique appelées calculs "ab initio". Même si le déficit de densité de la graine par rapport au Fer pur (figure 1.3) suggère la présence d'éléments légers dans la graine, la composition chimique de la graine est très proche de celle du Fer pur. Les propriétés de la graine ont donc été étudiées au travers de celles du Fer pur.

Diagramme de phase du Fer

Les études expérimentales du diagramme de phase du Fer pur ont bénéficié de grands progrès durant les dernières années. L'utilisation d'enclumes à diamant conjuguées avec le rayonnement X issu de synchrotrons a notamment permis de connaître la structure cristalline du Fer à des conditions de température et de pression proches de celles du noyau terrestre. Cette nouvelle technique expérimentale a permis de contourner les problèmes liés aux expériences de choc (Brown et McQueen, 1986). Le diagramme de phase du Fer obtenu est présenté par la figure 1.15. La phase γ est une structure cubique faces centrées. La phase ϵ est une structure hexagonale compacte. La phase β a été découverte récemment (Saxena et al., 1995; Andrault et al., 1997; Andrault et al., 2000). C'est une structure orthorhombique correspondant à une structure hexagonale compacte légèrement déformée. Ce diagramme de phase est bien contraint jusqu'à des pressions de l'ordre de 200 GPa, mais la présence d'une phase θ proposée par Anderson et Duba (1997) est fortement contestée.

Les calculs ab initio de la structure cristalline des matériaux de la graine ont aussi réalisé des progrès considérables. Ils permettent d'atteindre les conditions de température et de pression de la graine, même si leur barre d'erreur est du même ordre de grandeur que celle des études expérimentales. Ces calculs démontrent que la structure hexagonale compacte est mécaniquement et thermodynamiquement la plus stable aux conditions de température et de pression de la graine (Stixrude et al., 1998; Vočadlo et al., 1999; Vočadlo et al., 2000). De plus, ils permettent d'incorporer des éléments légers dans la structure cristalline du Fer et de calculer la stabilité et les propriétés élastiques de l'alliage (Stixrude et al., 1997), contraignant ainsi la composition chimique du noyau par comparaison avec les modèles sismologiques de la graine. Enfin, ils ont permis d'estimer la température de fusion du Fer à la surface de la graine à 6700 ± 600

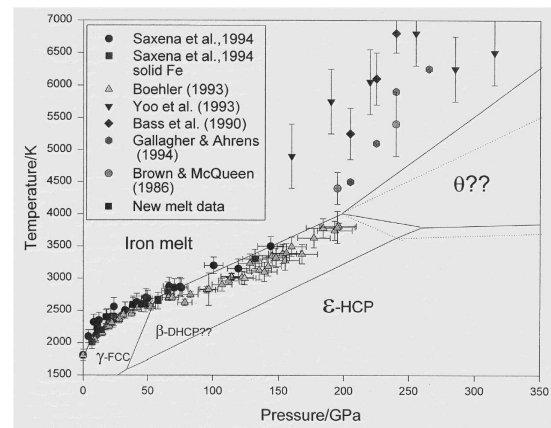
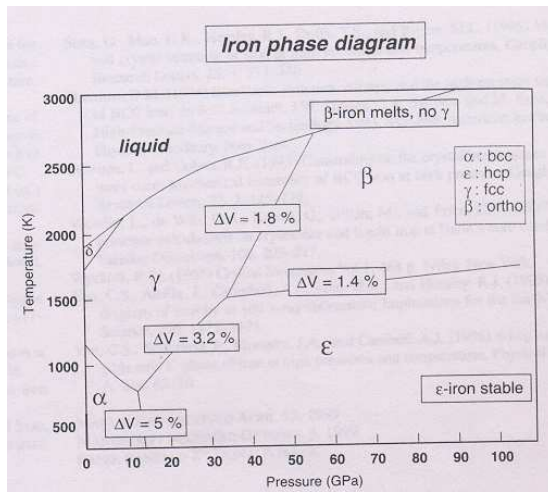


FIG. 1.15: Diagramme de phase du Fer déterminé expérimentalement d'après (a) Andrault et al. (2000) et (b) Saxena et Dubrovinsky (1998). Ce diagramme de phase est bien contraint jusqu'à des pressions de l'ordre de 200 GPa.

K, donnant ainsi une référence pour le géotherme du noyau (Alfé et al., 1999). Il s'agit d'une borne supérieure de la température de fusion de la graine, car très peu d'éléments légers suffisent à abaisser fortement la température de fusion.

Propriétés élastiques et plastiques du Fer

L'anisotropie des vitesses sismiques dans la graine est attribuée à une orientation préférentielle des cristaux de Fer qui la composent. Les calculs *ab initio* des coefficients élastiques du Fer en structure hexagonale compacte, aux conditions de température et de pression de la graine, ont mis en évidence une anisotropie de 3.25% (Stixrude et Cohen, 1995), comparable à celle détectée dans la graine par la sismologie si l'on suppose une orientation parfaite de tous les cristaux. Les ondes P se propagent plus rapidement selon l'axe c de la structure hexagonale compacte que dans le plan de base de la structure. Les mesures expérimentales des coefficients d'élasticité du Fer ont été réalisées à hautes températures et hautes pressions par diverses techniques. Des techniques ultrasoniques ont estimé l'anisotropie de la structure hexagonale du Fer à 8% pour une pression de 211 GPa à l'intérieur d'une enclume à diamant (Mao et al., 1998; Mao et al., 1999; Singh et Montagner, 1999). La spectroscopie Raman a aussi permis d'estimer le coefficient élastique C_{44} du Fer hexagonal compact jusqu'à des pressions de 152 GPa (Merkel et al., 2000).

Le comportement plastique du Fer a été étudié en déterminant le plan de glissement préférentiel de la structure hexagonale compacte du Fer. Une étude théorique reposant sur des calculs *ab initio* a d'abord montré que le plan de glissement préférentiel était le plan de base de l'hexagone (Poirier et Price, 1999). Puis ce résultat a été confirmé par

une étude expérimentale (Wenk et al., 2000). Pour cette position du plan de glissement préférentiel, la théorie de la plasticité des polycristaux prédit un alignement de l'axe c dans la direction de compression maximum. Ceci est une forte contrainte pour les mécanismes susceptibles d'expliquer l'anisotropie dans la graine.

Enfin, la viscosité de la graine a été estimée par un modèle géodynamique de la rotation différentielle de la graine (Buffett, 1997). Mais les résultats donnent une viscosité inférieure à 10^{16} Pa.s ou supérieure à 10^{20} Pa.s selon le mode de déformation. De plus, une autre étude de la rotation différentielle couplée à un modèle de dynamo démontre la difficulté d'estimer ce paramètre à cause de sa dépendance avec d'autres paramètres du modèle (Buffett et Glatzmaier, 2000). La viscosité de la graine est donc très mal contrainte.

1.6 Dynamique du noyau

La dynamique du noyau terrestre est un sujet complexe qui comprend des phénomènes couplés portant sur des échelles de temps allant de l'année au milliard d'années. De nombreuses équipes de recherche et de nombreux domaines scientifiques sont reliés à la dynamique du noyau. Devant l'ampleur des sujets, cette section ne pourra pas suffire à décrire en détail tous les sujets abordés. Une introduction aux principales sources d'énergie et aux principaux couplages est d'abord présentée. Ensuite, la dynamique globale, la dynamique du noyau liquide et quelques aspects de la dynamique de la graine seront traités. Les phénomènes décrits dans les différentes sections sont fortement liés entre eux comme nous le verrons au paragraphe suivant.

1.6.1 Introduction

Tous les phénomènes impliqués dans la dynamique du noyau sont fortement interdépendants. Ils ont tous deux sources d'énergie principales: le refroidissement de la Terre et l'attraction gravitationnelle. Les attractions gravitationnelles du Soleil et de la Lune sont responsables du phénomène de marées terrestres qui dissipe de l'énergie dans toute la Terre. Elles influent aussi sur les mouvements de nutation, précession et le mouvement du pôle de la Terre, dans lesquels le noyau joue un rôle dynamique important. La précession est une source d'énergie possible pour la géodynamo. Le refroidissement de la Terre est l'évacuation de la chaleur accumulée lors de l'accrétion à laquelle s'ajoute la chaleur produite par décomposition des éléments radioactifs. La chaleur susceptible d'être apportée par les éléments radioactifs joue probablement un rôle dans la dynamique du noyau, et plus particulièrement de la graine, mais la concentration de ces éléments n'est pas connue. Nous reviendrons sur ce point au paragraphe 1.6.4. Le flux de chaleur à la surface terrestre est actuellement estimé à 42 TW. Le refroidisse-

ment de la Terre entraîne les processus de croissance de la graine par cristallisation, de convection thermique et (indirectement) chimique du noyau liquide, et de contraction globale du noyau.

Les couplages entre les différentes parties de la Terre et les différents processus qui régissent leur dynamique sont importants. On peut séparer ces interactions en deux types: les interactions volumiques qui s'exercent sur le volume des parties considérées, et les interactions surfaciques intervenants aux interfaces entre les parties.

Les interactions volumiques sont:

- le couplage gravitationnel entre la graine et le manteau. C'est un couple important estimé entre 10^{19} et 10^{21} Nm (Aurnou et Olson, 2000).
- les couplages électromagnétiques entre la graine et le noyau liquide, et entre le noyau liquide et le manteau. Le couple électromagnétique entre la graine et noyau liquide est estimé entre 10^{18} et 10^{20} Nm (Aurnou et Olson, 2000). Le couplage électromagnétique entre le noyau liquide et le manteau n'influe pas beaucoup la dynamo (Brito et al., 1999).

Les interactions surfaciques ont lieu aux interfaces entre la graine et le noyau liquide, et entre le noyau liquide et le manteau. On distingue plusieurs types:

- le couplage de pression, incluant l'influence de la topographie de l'interface.
- le couplage visqueux.
- le couplage thermique, lié aux conditions de flux de chaleur à l'interface.

Les interfaces jouent donc un rôle primordial dans la dynamique du noyau. La sismologie peut apporter des informations pour contraindre les couplages topographiques et les conditions thermiques aux interfaces. Elle contraint aussi la dynamique de la graine en déterminant sa structure anisotrope et sa rotation différentielle.

1.6.2 Dynamique globale

Marées et Gravimétrie

La mesure de la réponse de la Terre aux attractions lunaires et solaires a permis de réaliser des modèles élastiques et anélastiques de la Terre. Les modèles de marée sont réalisés par l'ICET (International Center for Earth Tides) en utilisant des données de marégraphes, gravimètres... Les gravimètres supraconducteurs doivent permettre de mesurer les modes de translation de la graine dans le noyau liquide appelés modes de Slichter. Une étude récente utilise la détection de ces modes (Courtier et al., 2000) pour estimer la viscosité à la base du noyau liquide (Smylie et McMillam, 1998; Smylie, 1999).

Les modes de Slichter ont été détectés aux périodes de résonance de 3.5822 ± 0.0012 , 3.7656 ± 0.0015 et 4.0150 ± 0.0010 heures (Smylie, 1999; Courtier et al., 2000). Mais cette détection reste très controversée. Il est probable qu'il faille attendre une série temporelle plus longue pour pouvoir estimer de façon certaine les fréquences des modes de Slichter.

Rotation, précession et nutation

Les paramètres des mouvements de rotation, précession, nutation et mouvement du pôle de la Terre sont disponibles auprès de l'IERS (International Earth Rotation Service). Ces paramètres sont calculés à partir des données de différentes techniques de géodésie spatiale: VLBI (Very Long Baseline Interferometrie), GPS (Global Positioning System), DORIS (Doppler Orbitography and Radio positioning Integrated by Satellite), télémétrie laser...

Le premier paramètre estimé est la durée du jour ou vitesse de rotation de la Terre. La durée du jour varie en fonction des échanges de moment angulaire entre le noyau, le manteau, l'océan et l'atmosphère. Aux périodes inférieures à 1 an, les variations de la durée du jour sont entièrement expliquées par les variations de moment angulaire de l'atmosphère et des océans. Un effort de recherche particulier porte actuellement sur le calcul du moment angulaire des océans en partant de modèles globaux de circulation océanique. Aux périodes de l'ordre de 10 ans, le noyau terrestre est supposé avoir une forte contribution aux variations de la vitesse de rotation par échange de moment angulaire entre le noyau et le manteau (Jault et al., 1988). En effet, le champ magnétique à la surface de la Terre peut donner sous certaines approximations le champ de vitesse à la surface du noyau liquide. Si l'on considère que les mouvements dans le noyau liquide se font selon des cylindres coaxiaux, on peut calculer les variations du moment angulaire du noyau et montrer qu'elles sont équilibrées par le moment angulaire du manteau (vitesse de rotation de la Terre). Cependant, tous les modes de couplage noyau-manteau (topographique, électromagnétique, visqueux) peuvent expliquer également la variation décennale de la durée du jour en jouant sur les paramètres inconnus du modèle. Cette observation ne contraint donc pas le couplage noyau-manteau.

L'attraction luni-solaire est la source d'énergie de certains modes de nutation de la Terre. La nutation libre du noyau (FCN pour Free Core Nutation) est due au non-alignement des axes de rotation du manteau et du noyau. Elle a une période de 432 jours dans le référentiel céleste et son étude a permis de déterminer un excès d'ellipticité de l'interface noyau-manteau (Gwinn et al., 1986; Mathews et al., 1991b). La fréquence de la FCN, son atténuation et sa résonance avec les marées sont aussi étudiées au moyen des enregistrements des gravimètres supraconducteurs (Neuberg et al., 1987; Cummins et Wahr, 1993). Deux autres modes de résonance dus à la présence de la graine ont été prédit théoriquement, mais jamais observés (Szeto et Smylie, 1989; Mathews et al., 1991a; Xu et Szeto, 1998). Le premier est le mode de Chandler de la graine (ICW pour Inner

Core Wobble). Le second, la nutation libre de la graine (FICN pour Free Inner Core Nutation), est similaire à la FCN mais pour la graine. Elle n'a pas été détectée, mais sa période est estimée à 470 jours dans le référentiel céleste, et un très faible effet de résonance avec les marées est attendu.

1.6.3 La dynamo terrestre

Le processus de génération du champ magnétique terrestre par les mouvements de l'alliage de Fer liquide dans le noyau est appelé la géodynamo. Trois sources d'énergie sont envisageables pour générer et maintenir le champ magnétique: la convection thermique, la convection chimique par libération d'éléments légers lors de la cristallisation de la graine et la précession. De plus, les différentes formes de couplage entre le noyau et le manteau influent sur la dynamo. La comparaison entre les observations, les modèles analogiques et les modélisations théoriques et numériques de la dynamo terrestre permet d'éclairer ces points.

Observations

Le champ magnétique à la surface de la Terre est la principale observable de la dynamo terrestre. Il est enregistré par les observatoires magnétiques depuis 160 ans et reconstruit pour les périodes précédentes à partir de l'enregistrement du champ dans les laves, les sédiments et les roches magnétiques. Les reconstructions du champ magnétique à partir du champ enregistré dans les roches et les sédiments souffrent de nombreuses incertitudes liées à la remagnétisation de la roche après l'enregistrement du champ. De plus, il est difficile de dater l'époque de l'enregistrement du champ. A cause de ces problèmes, les premières études archéomagnétiques et paléomagnétiques ont produit des résultats biaisés. Il existe maintenant des techniques permettant de corriger les artéfacts, d'estimer le niveau d'erreur et de mieux dater les échantillons.

Une caractéristique essentielle du champ magnétique est la persistance d'un champ dipolaire depuis au moins 40 millions d'années (Dormy et al., 2000). Cependant, les données actuelles montrent que l'intensité et la direction du champ magnétique à la surface du globe varient fortement à toutes les échelles de temps et d'espace. Pour les courtes échelles de temps (10-100 ans), le champ magnétique présente deux phénomènes importants. D'une part des sauts d'intensité du champ sur une période de l'ordre de 1 à 2 ans appelés "jerks magnétiques", d'autre part une dérive vers l'Ouest du champ non-dipolaire à un taux de l'ordre de $0.1-1^\circ/\text{an}$. La description du champ non-dipolaire par une dérive globale vers l'Ouest est remise en question par la variation en latitude et longitude de la vitesse de dérive (Pais et Hulot, 2000). De plus, des enregistrements plus anciens montrent que la dérive peut aussi s'effectuer vers l'Est, la dérive vers l'Ouest du champ non-dipolaire n'apparaît donc pas comme une caractéristique du champ magnétique terrestre.

Les variations du champ non-dipolaire sont plutôt dénommées par le terme de variation séculaire du champ. Pour des échelles de temps plus longues (1-10 Kan), la direction du champ dipolaire peut être renversée au cours d'inversions magnétiques. On assiste aussi à des excursions du pôle magnétique à plus basse latitude. Les excursions et les inversions du champ sont accompagnées d'une diminution d'intensité du champ dipolaire et sont réalisées sur une échelle de temps inférieure à 5000 ans. Ces deux phénomènes sont interprétés comme deux manifestations d'un même processus. La position préférentielle du pôle magnétique durant ces phénomènes semble traduire l'influence des conditions limites à la base du manteau sur la convection dans le noyau liquide (Gubbins, 1994). Pour les échelles de temps entre 10 Kan et 5 Man, l'amplitude moyenne du champ dipolaire est de $4-6 \times 10^{22} \text{ Am}^2$. Elle semble décroître continûment à partir d'un événement tel qu'une inversion ou une excursion, jusqu'à l'événement suivant. Pour les échelles de temps supérieures à 5 millions d'années, les observations fournissent essentiellement la fréquence des inversions du champ. Les successions d'inversion semblent suivre une loi proche de la loi de Poisson. Cependant, l'existence de longues périodes de stabilité du champ, appelées superchrons, tendrait à relier la dynamique du noyau liquide à celle du manteau par les conditions limites à l'interface noyau-manteau.

Le champ magnétique enregistré durant les 150 dernières années et les récentes mesures satellitaires ont permis d'estimer l'organisation actuelle du flux sous l'interface noyau-manteau. La méthode consiste à prolonger jusqu'à l'interface noyau-manteau le champ magnétique enregistré à la surface, puis à déduire les mouvements du liquide sous cette interface sous l'hypothèse d'un flux à grandes longueurs d'ondes et à caractère géostrophique (Le Mouél et al., 1985). Ces hypothèses assurant l'unicité du flux ont été critiquées. Mais les flux zonaux toroidaux déduits de cette analyse ont permis d'expliquer les variations de la durée du jour par échange de moment angulaire entre le noyau et le manteau (Pais et Hulot, 2000). La figure 1.16 présente une moyenne du flux zonal sous l'interface noyau-manteau reconstruit pour la période 1840-1990 par Pais et Hulot (2000). De plus, ces reconstructions ont permis de mettre en évidence un vortex polaire à l'intérieur du cylindre tangent (Olson et Aurnou, 1999), observé au cours de certaines modélisations numériques de magnétoconvection (Glatzmaier et Roberts, 1995), et qui induirait une rotation différentielle de la graine en l'absence de couplage gravitationnel.

Expériences analogiques

L'étude de la dynamique du noyau liquide par des expériences analogiques réalisées en laboratoire est un domaine en plein essor. Beaucoup de projets sont actuellement en cours de réalisation et les premiers résultats obtenus confirment la nécessité de telles expériences. Le domaine peut être séparé en plusieurs types d'expériences.

D'abord les expériences de précession d'une cavité remplie de fluide simulent la

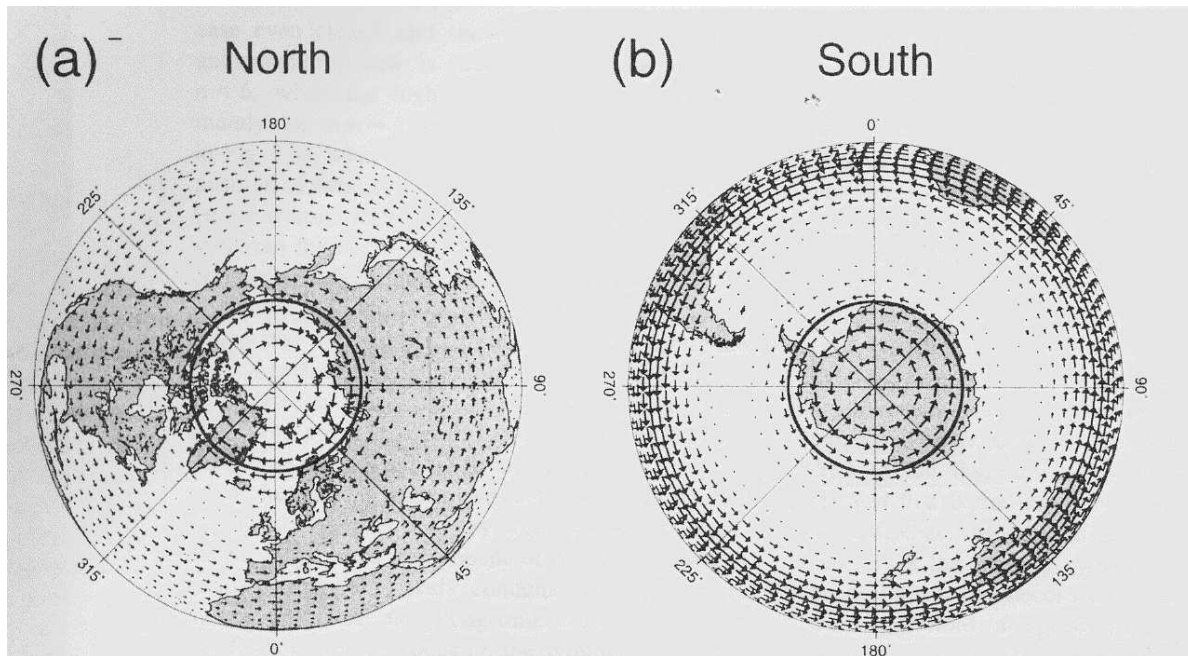
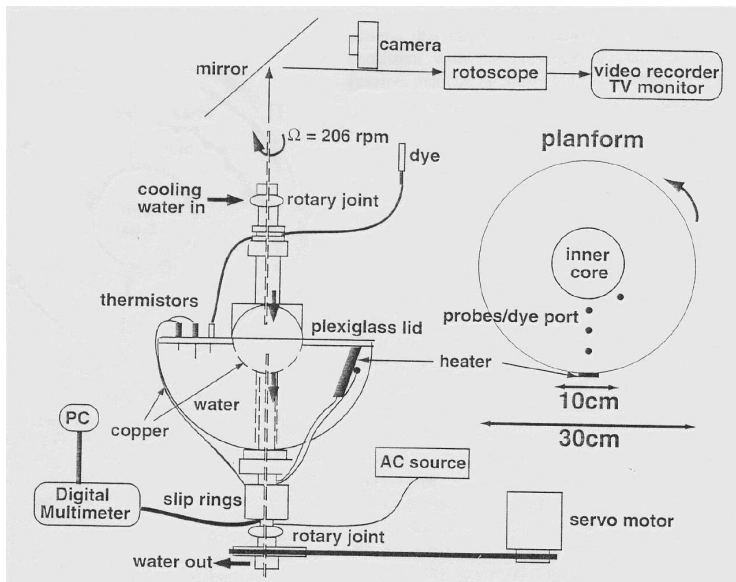


FIG. 1.16: Moyenne du flux zonal sous l'interface noyau-manteau reconstruit pour la période 1840-1990, d'après Pais et Hulot (2000). (a) hémisphère nord, (b) hémisphère sud.

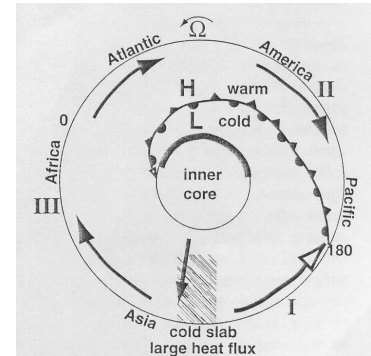
précession de la Terre sous l'effet de l'attraction luni-solaire. Elles étudient la précession comme source d'énergie pour la dynamo terrestre. Dans ce domaine, des dispositifs expérimentaux sont actuellement en fonctionnement à Grenoble, Bayreuth et Santa Barbara. Des instabilités dues au phénomène de précession ont été observées au cours de ces expériences (Vanyo et al., 1995).

Les expériences de convection thermique d'un fluide en rotation doivent permettre de déterminer les effets de la rotation et des conditions limites sur le processus de convection (Cardin et Olson, 1994). Citons par exemple l'étude de Sumita et Olson (1999) qui a permis de démontrer l'importance du flux de chaleur à l'interface noyau-manteau pour l'organisation de la convection dans le noyau liquide. Cette expérience est illustrée sur la figure 1.17.

Des expériences de dynamo cinématique sont aussi en cours. Le but de ces expériences est d'étudier la création d'un champ magnétique pour une certaine forme de flux de particules. Outre les problèmes liés à la différence d'échelle entre le noyau liquide et les expériences de laboratoire, le choix du liquide mis en mouvement est crucial pour obtenir l'effet dynamo. Le sodium liquide semble remplir les conditions nécessaires pour ce type d'expériences, mais sa manipulation n'est pas aisée. De façon générale, les essais sont d'abord effectués avec du gallium liquide car il est moins dangereux et a des propriétés similaires à celles du sodium si l'on excepte les propriétés électro-magnétiques. Des projets de dynamo cinématique sont en cours de réalisation: le projet Madison à



(a)



(b)

FIG. 1.17: (a) schéma du dispositif de convection dans un fluide en rotation avec des conditions limites de flux de chaleur hétérogènes, d'après Sumita et Olson (1999). (b) schéma résumant la structure de la convection obtenue dans cette expérience.

l'université du Wisconsin (USA), le projet VKS à Cadarache (France) et le projet européen Ampère à Grenoble (France). L'actualité de ces méthodes expérimentales a été marquée par le succès des expériences de Riga (Létonie) et Karlsruhe (Allemagne). En effet, ces deux expériences ont produit à la fin de l'année 1999 un champ magnétique auto-entretenu. Le schéma du dispositif expérimental en fonction à Riga est présenté sur la figure 1.18.a. De nombreux efforts sont encore à faire pour réussir à créer expérimentalement un champ magnétique similaire à celui de la Terre. Notons tout particulièrement l'importance du projet Ampère qui a pour but de réaliser une dynamo magnétostrophique auto-entretenu dans une boule de sodium liquide de 1 à 2 m de diamètre. Le schéma de principe de cette expérience est représenté sur la figure 1.18.b.

Modélisation et simulations numériques

Les premières études théoriques de la dynamo (voir Hollerbach (1996) pour une revue) ont permis de mieux comprendre le processus de génération du champ magnétique. Les études cinématiques ont prouvé que la dynamo n'est possible qu'en trois dimensions. L'étude de la dynamo dans les fluides en rotation rapide a permis de mettre en évidence deux branches de solution: la branche de champ faible et celle de champ fort. La valeur du champ magnétique mesuré à la surface de la Terre place la dynamo terrestre dans la branche des champs forts. Pour ce type de dynamo, l'amplitude du champ est contrôlée par l'équilibre magnétostrophique entre la force de Lorentz et la force de Coriolis (Buffett, 2000). L'étude de la dynamo par la théorie du champ moyen a permis de mettre en



FIG. 1.18: (a) schéma du dispositif expérimental de dynamo cinématique de l'expérience de Riga: 1- deux moteurs de 55KW, 2- pales, 3- flux hélicoïdal, 4- flux de retour, 5- Sodium au repos, 6- cuves de Sodium, *- senseur de flux, X- six senseurs de mesure des courants de Hall. (b) schéma de principe du projet Ampère de magnétoconvection expérimentale.

évidence deux modes d'amplification du champ: soit par des flux hélicoidaux de petite échelle (effet α), soit par des flux zonaux de grande échelle (effet ω) (Hollerbach, 1996). Le champ modifie en retour les flux de particules par la force de Lorentz. La dynamo est ainsi maintenue par combinaison des flux hélicoidaux et zonaux ($\alpha\omega$ -dynamos) ou par interaction des flux hélicoidaux (α^2 -dynamos). Le théorème de Taylor-Proudman, qui définit l'approximation géostrophique d'équilibre entre la force de Coriolis et les gradients de pression, implique que les mouvements ne varient pas dans la direction de l'axe de rotation de la Terre. Sous cette approximation, la convection s'organise donc sous la forme de cylindres de Taylor dont l'axe est parallèle à l'axe de rotation de la Terre. L'extension de l'approximation géostrophique, qui inclut les forces de Lorentz et la poussée d'Archimède, est l'approximation magnétostrophique. Taylor démontre en 1963 qu'une solution à cette approximation n'existe que si le couple de Lorentz s'annule sur les contours géostrophiques. Aucune solution qui respecte entièrement la condition de Taylor n'a été trouvée (Hollerbach, 1996); ceci implique que les termes visqueux et inertiel jouent un rôle important dans la dynamo, malgré des ordres de grandeur bien inférieurs aux autres termes.

L'apparition de modèles numériques tri-dimensionnels de la dynamo terrestre durant les dernières années est un grand pas vers la compréhension du phénomène de dynamo terrestre (Glatzmaier et Roberts, 1995; Kuang et Bloxham, 1997) (voir Dormy et al. (2000) pour une revue). Ces modèles numériques ont réussi à reproduire certaines caractéristiques de la dynamo telles que la prédominance d'un champ dipolaire, le processus d'inversion du champ, la variation séculaire de la partie non dipolaire du champ et la rotation différentielle de la graine. La plupart de ces modèles utilisent la convection thermique comme source d'énergie pour la dynamo. Cependant, ces modèles sont loin de représenter la Terre. En effet, les paramètres adimensionnels des équations ont des valeurs qui sont loin d'être celles de la Terre. Comme le montre le tableau 1.1, un facteur allant jusqu'à un milliard sépare les valeurs des nombres sans dimension utilisés dans les modèles de ceux de la Terre. La principale raison de cette différence est la difficulté de modéliser les effets liés à la viscosité et à la turbulence. Un autre problème est que le mécanisme de production du champ magnétique diffère selon le modèle. En effet, certains modèles produisent le champ magnétique par des mouvements dans le cylindre tangent alors que d'autres génèrent le champ à l'extérieur; certains modèles démontrent l'importance des couches limites dans la production du champ, alors que d'autres produisent le champ en supprimant artificiellement ces couches. Un essai de validation des codes de dynamo et d'unification des modèles numériques a été initié lors de la conférence SEDI 2000 (Study of the Earth's Deep Interior) par la création d'un modèle de référence ("dynamo benchmark").

L'avantage des modèles numériques de dynamo est la possibilité de faire varier les paramètres influants sur la dynamo et de comprendre qualitativement leur effets. L'étude

	$\text{Ek} \left(\frac{\nu}{\Omega L^2} \right)$ $\frac{\tau_{\text{rotation}}}{\tau_{\text{visqueux}}}$	$\text{Ro} \left(\frac{\eta}{\Omega L^2} \right)$ $\frac{\tau_{\text{rotation}}}{\tau_{\text{magnetique}}}$	$\text{Ra} \left(\frac{g\alpha\Delta TL^2}{\Omega\kappa} \right)$ $\frac{\tau_{\text{rotation}}}{\tau_{\text{thermique}}}$	$\text{Pr} \left(\frac{\nu}{\kappa} \right)$ $\frac{\tau_{\text{thermique}}}{\tau_{\text{visqueux}}}$	$\text{Pm} \left(\frac{\nu}{\eta} \right)$ $\frac{\tau_{\text{magnetique}}}{\tau_{\text{visqueux}}}$	$\text{Em} \left(\frac{\eta}{\Omega L^2} \right)$ $\frac{\tau_{\text{rotation}}}{\tau_{\text{magnetique}}}$
Modèles numériques	10^{-6}	0 à 10^{-5}	10^5	1	1	10^{-9}
Noyau liquide	10^{-12}	10^{-8}	grand	0.1-1	10^{-6}	10^{-9}

TAB. 1.1: Comparaison des valeurs des paramètres sans dimension utilisés dans les modèles numériques de dynamo avec ceux de la Terre, d'après Hollerbach (1996) et Dormy et al. (2000). Ek est le nombre d'Ekman. Ro est le nombre de Rossby. Ra est le nombre de Rayleigh modifié. Pr est le nombre de Prandtl. Pm est le nombre de Prandtl magnétique. Em est le nombre d'Ekman magnétique.

de l'évolution thermique du noyau a montré que la convection chimique et la convection thermique sont du même ordre de grandeur dans le noyau (Buffett et al., 1996). Kutzner et Christensen (2000) ont comparé la convection thermique et la convection chimique comme source d'énergie dans leur modèle de dynamo. Ils obtiennent des champs magnétiques similaires pour les deux sources d'énergie. L'effet du flux de chaleur à l'interface noyau-manteau sur les modèles numériques de convection a aussi été étudié en introduisant des conditions de flux hétérogènes (Glatzmaier et al., 1999; Bloxham, 2000). Il a été démontré que ce flux de chaleur influence fortement à la fois la structure et l'intensité du champ, ainsi que son évolution temporelle. Parallèlement, la taille de la graine a une forte influence dans certains modèles de dynamo (Jault, 1996) car au delà d'une taille critique la dynamo s'arrête. Cependant, en dessous de cette taille critique d'autres modèles de dynamo (Bloxham, 2000) montrent que la taille de la graine a une faible influence. Le couplage électromagnétique entre le noyau et le manteau influence le champ magnétique durant les périodes de transition telles que les excursions et les inversions. Une étude analytique a cependant montré que ce couplage n'affecte pas fortement la direction du pôle durant ces épisodes (Brito et al., 1999).

1.6.4 Dynamique de la graine

La dynamique de la graine est essentiellement régie par son processus de croissance par cristallisation du noyau liquide. Elle est aussi susceptible de convecter sous l'effet de la chaleur apportée par la décroissance radioactive du potassium (Jeanloz et Wenk, 1988; Wenk et Machetel, 1992). Cependant, la concentration de potassium dans la graine est mal connue, car le coefficient de partition du potassium à hautes pression et température dans les métaux de transition est encore débattu (Parker et al., 1996; Chabot et Drake,

1999). De plus, il semble que même en présence de radioactivité, la convection n'est pas possible dans la graine (Yukutake, 1998). Ce paragraphe décrit les modélisations de ce processus, ainsi que les modèles de formation de l'anisotropie dans la graine et les contraintes dynamiques sur la rotation différentielle de la graine. L'analyse sismologique de la graine peut apporter des contraintes sur le mécanisme de formation de l'anisotropie et sur son éventuelle rotation différentielle.

Croissance de la graine

La croissance de la graine est liée au bilan énergétique du noyau. Ce bilan inclut les énergies interne, cinétique, magnétique et gravitationnelle. En toute rigueur, la modélisation de la croissance de la graine passe donc par la modélisation de la convection dans le noyau liquide (dynamo). Cependant, l'étude des ordres de grandeur des termes de ce bilan énergétique conduit à ne garder que les termes correspondant à la variation de l'énergie interne, la chaleur latente de cristallisation de la graine, l'énergie gravitationnelle obtenue par libération des éléments légers et les flux de chaleur à la surface de la graine et à l'interface noyau-manteau. La chaleur latente de cristallisation de la graine est estimée à $6.0 \times 10^5 \text{ Jkg}^{-1}$, le flux de chaleur à la surface de la graine à $4.0 \times 10^{12} \text{ W}$ (Buffett et al., 1996). La présence d'une couche stable d'éléments légers sous l'interface noyau-manteau a été suggérée (Lister et Buffett, 1998; Braginsky, 1999). Son épaisseur dépend de l'importance relative des convections chimiques et thermiques (Lister et Buffett, 1998) et peut atteindre jusqu'à 600 km (Labrosse et al., 1997). Pour des épaisseurs de l'ordre de 5-10 km, elle est susceptible d'expliquer les observations sismologiques de l'ULVZ, et les périodes de nutation de la Terre (Buffett et al., 2000). Son existence dépend fortement du flux de chaleur à l'interface noyau-manteau. Une telle couche stable nécessite un flux de chaleur faible à l'interface noyau-manteau pour permettre une évacuation de la chaleur selon le profil conductif de la couche, mais sa présence ne change pas significativement le temps de croissance de la graine (Labrosse et al., 1997). Le temps de croissance de la graine estimé pour atteindre sa dimension actuelle est compris entre 1.5 et 2.8 milliards d'années selon les études (Buffett et al., 1992; Buffett et al., 1996; Labrosse et al., 1997; Yukutake, 1998).

Formation de l'anisotropie dans la graine

La présence d'anisotropie des vitesses sismiques dans la graine est documentée au paragraphe 1.4.8. Des mécanismes très différents ont été proposés pour expliquer cette anisotropie. La plupart des mécanismes utilisent la propriété d'anisotropie du Fer hexagonal compact et produisent l'anisotropie par l'orientation préférentielle des cristaux de Fer dans la graine.

La convection de la graine a d'abord été proposée pour orienter les cristaux dans les

mouvements de convection (Jeanloz et Wenk, 1988; Wenk et Machetel, 1992; Romanowicz et al., 1996). Cependant, seul les premiers modes de la convection peuvent générer une telle orientation à grandes longueurs d'ondes, et ils doivent avoir une direction reliée à l'axe de rotation de la Terre. De plus, l'existence même de convection dans la graine est remise en question (Yukutake, 1998).

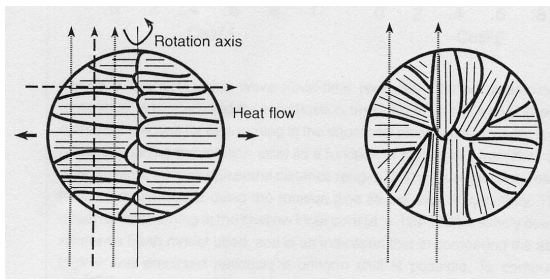
Le champ magnétique a ensuite été invoqué comme source d'énergie pour l'orientation des cristaux. Un premier mécanisme propose que les cristaux de Fer s'orientent dans le champ magnétique à l'intérieur de la graine grâce à leurs propriétés paramagnétiques (Karato, 1993). Cependant, le paramagnétisme du Fer aux conditions de température et de pression de la graine est mal connu. Un second mécanisme propose que la force de Lorentz à la surface de la graine crée un champ de contrainte dans la graine qui oriente les cristaux de Fer avec la bonne symétrie (Karato, 1999). Une étude récente a récusé ce modèle en montrant que les contraintes générées par la force de Lorentz, et les déformations qu'elle induit, sont limitées à la partie supérieure de la graine. Ces déformations ne suffisent pas pour expliquer l'anisotropie sismologique de la graine (Buffett et Bloxham, 2000).

Un troisième mécanisme invoque la cristallisation de la graine sous forme de dendrites qui s'alignent dans la direction du flux de chaleur (Bergman, 1997). La fabrique anisotrope de la graine s'acquiert donc lors de la cristallisation à la surface de la graine. Ce mécanisme explique à la fois l'anisotropie des vitesses et l'anisotropie d'atténuation dans la graine. Il propose une anisotropie plus complexe que l'anisotropie axisymétrique et explique pourquoi cette forme d'anisotropie est difficilement observable par la sismologie. De plus, la fabrique invoquée justifie le faible niveau d'anisotropie à la surface de la graine. La figure 1.19.a résume le modèle proposé. Ce mécanisme explique une grande partie des observations sismologiques et est ainsi l'un des plus satisfaisants.

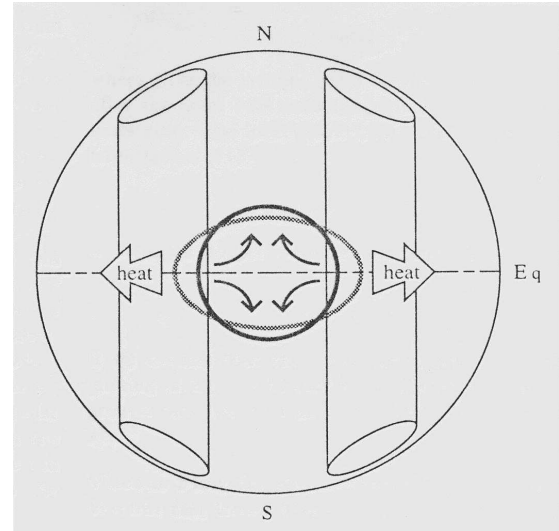
Un quatrième mécanisme invoque un flux de chaleur à la surface de la graine plus important à l'équateur qu'aux pôles, à cause de la structure de la convection dans le noyau liquide (Yoshida et al., 1996). Cette hypothèse est décrite dans la figure 1.19.b. En conséquence, on assisterait à une croissance anisotrope de la graine et à un flux à l'intérieur de la graine pour réajuster celle-ci aux conditions hydrostatiques. L'anisotropie serait produite par alignement des cristaux dans ce flux. Même si beaucoup de paramètres du modèle restent incertains, ce mécanisme est l'un des plus probables.

Enfin, l'anisotropie de la graine peut aussi être expliquée par la présence d'inclusions fluides dans la graine (Singh et al., 2000). Cependant, leur forme, leur orientation et le mécanisme générant une orientation préférentielle restent incertains. En outre, les modèles de compaction de la graine (Sumita et al., 1996) prédisent une décroissance de la porosité avec la profondeur, donc une décroissance de l'anisotropie, ce qui est en contradiction avec les observations sismologiques.

Les contraintes actuelles ne permettent pas de valider un mécanisme de formation de



(a)



(b)

FIG. 1.19: Modèles simulant la formation de l'anisotropie dans la graine. (a) Schéma de l'expérience de croissance de la glace par dendrites, extrait de Bergman (1997). Coupe méridionale à gauche et coupe équatoriale à droite. Un axe rapide perpendiculaire à la direction des dendrites est observé. (b) D'après Yoshida et al. (1996), la croissance anisotrope de la graine entraîne un réajustement aux conditions hydrostatiques par circulation dans la graine. Le flux de chaleur est plus important à l'équateur car la chaleur est mieux évacuée par la convection à l'extérieur du cylindre tangent.

l'anisotropie dans la graine. Cependant, les mécanismes reposant sur l'anisotropie du Fer en structure hexagonale compacte et sur l'effet d'un flux de chaleur hétérogène à la surface de la graine sont privilégiés. L'influence du flux de chaleur à l'ICB permet notamment de rompre la symétrie cylindrique du mécanisme en invoquant la convection dans le noyau liquide (Sumita et Olson, 1999), et ainsi de suggérer une explication à la structure hémisphérique de l'anisotropie (Tanaka et Hamaguchi, 1997; Creager, 1999).

Rotation différentielle de la graine

La graine est au centre d'un noyau liquide de faible viscosité, on peut donc imaginer qu'elle est susceptible de tourner à une vitesse différente de celle du manteau terrestre. La figure 1.20, extraite de Souriau (1998), illustre le mécanisme de rotation différentielle de la graine par rapport au manteau, ainsi que la méthode proposée par Song et Richards (1996) pour détecter une éventuelle rotation différentielle.

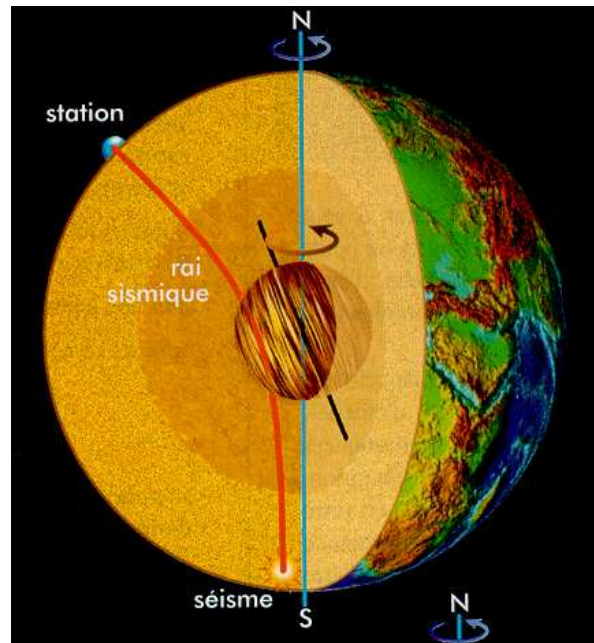


FIG. 1.20: Description de la détection sismologique de la rotation différentielle de la graine par la méthode de Song et Richards (1996). La graine est susceptible de tourner dans le noyau liquide autour d'un axe Nord-Sud. Elle est échantillonnée par une onde PKP(DF) tracée ici entre le séisme et la station. L'axe incliné traversant la graine est l'axe rapide de l'anisotropie de la graine. Extrait de Souriau (1998).

Ce phénomène a été proposé dès les premiers travaux sur la convection dans le noyau liquide (Gubbins, 1981). Les premières estimations sismologiques de la rotation différentielle de la graine affirmèrent que la graine tourne 1 à 3 degrés par an plus vite

que le manteau (Song et Richards, 1996; Su et al., 1996). Mais la validité de ces résultats a été discutée à cause de l'imprécision des données ou de la présence de biais dans la méthode (Souriau et al., 1997). Exception faite des études publiées par Song sur les temps de propagation différentiels PKP(BC-DF) le long du trajet des îles Sandwich du Sud vers l'Alaska, les estimations suivantes du taux de rotation différentielle sont toutes inférieures à $0.3^\circ/an$. L'étude des temps de propagation différentiels BC-DF aboutit à un taux de rotation de $0.2-0.3^\circ/an$ à partir des hétérogénéités de certaines régions du noyau (Creager, 1997), alors que pour d'autres aucune rotation n'est détectée (Souriau, 1998a). Les études des doublets des phases du noyau (Poupinet et al., 2000) et des temps de propagation absolus (Souriau et Poupinet, 2000) ne révèlent pas de rotation différentielle dans la limite des barres d'erreur (respectivement 0.2 et $1^\circ/an$). De même, l'étude des variations temporelles des modes normaux de la Terre estime le taux de rotation différentielle à $0 \pm 0.2^\circ/an$ (Laske et Masters, 1999). L'étude des objets diffractants de la graine fournit une valeur du taux de rotation différentielle de $0.15^\circ/an$ mais ne donne pas de barre d'erreur sur ce résultat (Vidale et al., 2000). Enfin, une étude des variations de la durée du jour donne des valeurs de ce taux de rotation un ordre de grandeur inférieures aux estimations sismologiques (Buffett et Creager, 1999). De plus, cette étude prédit une variation temporelle du taux de rotation. De même, les simulations de la dynamo incluant le couplage gravitationnel entre la graine et le manteau prédisent un taux de rotation moyen de $0.02^\circ/an$ avec des fluctuations d'amplitude de $0.05^\circ/an$ (Buffett et Glatzmaier, 2000).

Si la rotation de la graine a fait débat durant les dernières années, il semble qu'un consensus ait été trouvé pour dire que le taux de rotation différentielle est inférieur ou égal à $0.2^\circ/an$, et difficilement détectable par la sismologie, d'autant plus que ce taux de rotation est susceptible de varier dans le temps. Les différentes estimations de la rotation différentielle de la graine sont résumées dans le tableau 1.2 ci-dessous (voir Souriau et Poupinet 2001 pour une revue).

La dynamique de la rotation différentielle de la graine est gérée par l'équilibre entre plusieurs forces. Les moteurs de la rotation sont la force de Lorentz appliquée à la graine sous l'effet du champ magnétique et la force visqueuse d'entraînement de la graine dans la circulation du noyau liquide. Ces forces sont équilibrées par l'attraction gravitationnelle du manteau qui bloque la rotation en alignant la topographie ou les hétérogénéités de la graine dans le champ gravitationnel du manteau. La vitesse de déformation de la graine entre aussi en jeu pour adapter la topographie aux modifications du champ de gravité. La proposition de Gubbins en 1981, selon laquelle le champ magnétique toroidal dans le noyau liquide entraîne la rotation différentielle de la graine, a été vérifiée par les modèles numériques de dynamo (Glatzmaier et Roberts, 1996). Cependant, ces modèles proposent deux modes de production du champ magnétique toroidal entraînant la graine: des oscillations de torsion à l'extérieur du cylindre tangent, ou un vent thermique à

Auteurs	Année	Domaine	Méthode	Estimation
Glatzmaier et Roberts	1996	Geodynamo	Simulations numériques	$2.6^{\circ}/an$
Song et Richards	1996	Sismologie	PKP(BC-DF)	$1.1^{\circ}/an$
Su et al.	1996	Sismologie	PKP(DF) absolu	$3^{\circ}/an$
Creager	1997	Sismologie	PKP(BC-DF)	$0.2-0.3^{\circ}/an$
Souriau	1998	Sismologie	PKP(BC-DF)	$0\pm 1^{\circ}/an$
Laske et Masters	1999	Sismologie	Modes normaux	$0\pm 0.2^{\circ}/an$
Song	2000	Sismologie	PKP(BC-DF)	$0.3-1.1^{\circ}/an$
Song et Li	2000	Sismologie	PKP(BC-DF)	$0.6^{\circ}/an$
Souriau et Poupinet	2000	Sismologie	PKP(DF) absolu	$0\pm 1^{\circ}/an$
Poupinet et al.	2000	Sismologie	Doublets	$0\pm 0.2^{\circ}/an$
Vidale et al.	2000	Sismologie	Objets diffractants	$0.15^{\circ}/an$
Buffet et Glatzmaier	2000	Geodynamo	Simulations numériques	$0.02^{\circ}/an$
Greiner-Mai et Brathelmes	2001	Dynamique globale	Mouvement du pôle	$0.7^{\circ}/an$

TAB. 1.2: Résumé des différentes estimations de la vitesse de rotation différentielle de la graine.

l'intérieur du cylindre tangent. Aurnou et al. (1998) comparent l'efficacité des différents modes de production du champ magnétique toroidal pour la rotation différentielle de la graine. Ils démontrent que le vent thermique à l'intérieur du cylindre tangent est le plus efficace. De plus, il suffit d'une anomalie de température très faible (~ 0.001 K) pour engendrer un tel vent thermique (Aurnou et al., 1996). Enfin, la présence d'un vortex sous l'interface noyau-manteau aux pôles confirme l'importance du vent thermique dans la production du champ magnétique toroidal (Olson et Aurnou, 1999). Le couple électromagnétique s'exerçant sur la graine est estimé entre 10^{18} et 10^{20} Nm (Aurnou et Olson, 2000; Buffett et Glatzmaier, 2000). Le couple d'entraînement visqueux de la graine par la circulation dans le noyau liquide dépend fortement de la viscosité du noyau liquide à sa base. Comme ce paramètre est mal connu, ce couple est estimé entre 10^{15} et 10^{19} Nm (Aurnou et Olson, 2000). Le couplage gravitationnel entre la graine et le manteau force l'alignement de la graine avec les anomalies de densité du manteau. En présence de ce couple, la rotation différentielle de la graine change le moment d'inertie du manteau, donc la durée du jour (Buffett, 1996; Buffett et Creager, 1999). Le couple gravitationnel est estimé entre 10^{19} et 10^{21} Nm (Aurnou et Olson, 2000; Buffett et Glatzmaier, 2000). Enfin, la capacité de la graine à se déformer, pour adapter sa topographie au champ de gravité imposé par le manteau, est modélisée par un temps de relaxation de la graine. Celui-ci dépend fortement de la viscosité de la graine, il est donc mal connu. La valeur du temps de relaxation de la graine est comprise entre 0.05 et 100 ans selon les modèles.

Si le mécanisme moteur de la rotation différentielle de la graine est mieux compris, la méconnaissance des viscosités du noyau liquide et de la graine empêche toute modélisation quantitative du phénomène. Qualitativement, les modèles de dynamique du noyau prédisent une rotation différentielle moyenne de $0.02^\circ/\text{an}$ vers l'Est avec des oscillations d'amplitude $0.03^\circ/\text{an}$ sur des périodes de l'ordre de 80 ans (Buffett et Glatzmaier, 2000; Aurnou et Olson, 2000). La vitesse moyenne de rotation dépend des paramètres du modèle. L'utilisation récente des variations décennales de la durée du jour (Buffett et Creager, 1999) et du mouvement du pôle de rotation de la Terre (Greiner-Mai et Barthelmes, 2001) pour contraindre la rotation différentielle de la graine marque la volonté d'obtenir de nouvelles observables de ce phénomène.

1.7 Conclusion

Les observations sismologiques, les observations du champ magnétique et des mouvements de la Terre, les expérimentations et les calculs théoriques “ab initio” ont permis de contraindre les modélisations de la dynamique du noyau. Cependant, un certain nombre de questions restent ouvertes et sont susceptibles d'être résolues dans les prochaines années par les progrès des différentes disciplines de recherche sur le noyau.

La **composition en éléments légers** de la graine est incertaine, rendant toute détermination des variables d'état du noyau largement hypothétique. Cependant, les expériences hautes pressions et les calculs “ab initio” permettent de déterminer les coefficients élastiques, la densité et le diagramme de phase pour différents alliages de Fer. La composition en éléments légers du noyau est déduite de la comparaison des propriétés des alliages avec celles du noyau. De plus, la chimie isotopique des météorites et la modélisation du processus d'accrétion des planètes telluriques doit permettre d'affiner les connaissances sur le mode de différenciation du noyau. La présence éventuelle d'une couche stable d'éléments légers sous l'interface noyau-manteau, et la possibilité de convection dans la graine, sont liées à la composition chimique du noyau, car celle-ci détermine le géotherme et la viscosité des matériaux.

La dynamique du noyau est aussi fortement dépendante des couplages surfaciques à l'interface noyau-manteau et à la surface de la graine. La détermination de la **structure sismologique aux interfaces** doit permettre de contraindre les flux de chaleur à l'interface noyau-manteau et à la surface de la graine. De même, la **topographie de ces interfaces** peut être déterminée par la sismologie, contraignant ainsi les couples de pression.

Le mécanisme de formation de l'anisotropie de la graine n'est pas connu, mais une détermination sismologique plus précise de la **structure de l'anisotropie** doit permettre de juger de la validité des différents modèles proposés. Enfin, la sismologie doit pouvoir estimer la **rotation différentielle de la graine** en améliorant la précision de ces mesures.

La sismologie peut donc apporter de fortes contraintes aux modèles dynamiques du noyau en déterminant les structures aux interfaces, leur topographie, et l'anisotropie des vitesses dans la graine. Dans le chapitre suivant, une première étude apporte des informations sur la topographie de l'interface noyau-manteau par l'inversion des temps de propagation des phases du noyau. Dans le troisième chapitre, la structure de l'anisotropie dans la graine est déterminée par l'inversion des temps de propagation des phases de la graine, puis une étude de la surface de la graine est réalisée en modélisant les formes d'ondes des phases de la graine. Les conséquences des résultats obtenus sur la dynamique du noyau seront discutées dans chaque chapitre. Un quatrième chapitre conclura par une discussion et les perspectives envisagées pour la sismologie du noyau.

Chapitre 2

Topographie de l'interface noyau-manteau

2.1 Introduction

L'interface entre le manteau solide silicaté et le noyau liquide riche en Fer présente le plus grand contraste de densité et de composition chimique de la Terre. C'est la raison principale du rôle clé de l'interface noyau-manteau (CMB pour Core-Mantle Boundary) dans la dynamique de la Terre profonde. Dans les modèles de convection et de géodynamique du manteau, la topographie de l'interface noyau-manteau est créée par la dynamique du manteau. Pour les modèles de dynamo dans le noyau liquide, la topographie de l'interface est une condition limite qui influe sur la circulation à la surface du noyau. Enfin, les modèles de nutation, rotation et précession de la Terre sont fortement influencés par le couplage topographique entre le manteau et le noyau, car la topographie permet l'échange de moment angulaire entre le manteau et le noyau. Ces domaines de la dynamique terrestre peuvent être contraints par une meilleure connaissance de la topographie de l'interface noyau-manteau. C'est pourquoi de nombreuses études sismologiques se sont intéressées à la détermination de la topographie de cette interface. Citons en premier lieu les études théoriques quantifiant l'effet de la topographie sur les ondes de volumes. Pour les phases réfléchies sur (PcP) et sous (PKKP) l'interface noyau-manteau, et pour des topographies variant sur des longueurs d'ondes comprises entre 50 et 100 km, on observe un fort effet à la fois sur l'amplitude et le temps de trajet des ondes selon que la réflexion s'effectue sur un creux de la topographie ou sur une bosse. Pour la phase PcP, les réflexions sur les creux produisent des ondes qui arrivent plus tard avec une forte amplitude due à la focalisation; alors que les réflexions sur des bosses arrivent plus tôt, mais avec une amplitude plus faible due à la défocalisation de l'onde (Kampfmann et Müller, 1989; Redkal et Doornbos, 1992). Pour une topographie de 5 km, l'amplitude des ondes PcP peut varier d'un facteur 10 et le temps de propagation de

0.8 seconde. Le même effet est observé pour la phase PKKP, mais avec des variations de temps de propagation excédant 1 seconde entre les creux et les bosses de la topographie (Redkal et Doornbos, 1992). Comme l'amplitude des ondes PcP et PKKP est faible, la topographie est susceptible de fausser les données de temps de propagation, si seules les ondes focalisées sont détectées. Pour les topographies variant sur des longueurs d'ondes inférieures à 50 km, l'amplitude et le temps de trajet des ondes réfléchies sont nettement moins modifiés, car la longueur d'onde est nettement inférieure à la zone de Fresnel (Kampfmann et Müller, 1989). Cependant, on observe des précurseurs et des diffractions (Doornbos, 1980). Pour les phases transmises à l'interface (PKP), la topographie influe moins sur le temps de propagation et l'amplitude de l'onde que pour les phases réfléchies; par contre, la forme d'onde est significativement modifiée (Redkal et Doornbos, 1992).

Plusieurs modèles de la topographie de l'interface noyau-manteau à grandes longueurs d'ondes ($\lambda \geq 3000$ km) ont été produits par inversion linéaire des temps de propagation des phases du noyau. Ces modèles sont décrits par la figure 1.9 et le tableau 2.1.

Auteurs	Données	Paramétrisation	Résultats
Creager et Jordan (1986)	PKP(DF) PKP(AB)	Temps de propagation H.S., degré 5	± 10 km si topographie
Morelli et Dziewonski (1987)	PcP PKP(BC)	Topographie H.S. degré 4	± 6 km
Doornbos et Hilton (1989)	PcP PKP(AB+BC) PKKP	Topographie + D'' Blocs $10^\circ \times 10^\circ$ + H.S. degré 4	± 4 km
Rodgers et Wahr (1993)	PcP PKP(AB+BC) PKP(DF)	Topographie H.S. degré 5	± 10 km
Obayashi et Fukao (1997)	PcP	Topographie + ULVZ (20 km) H.S. degré 6	± 7 km ou ± 7 %

TAB. 2.1: Résumé des modèles de topographie de l'interface noyau manteau à grandes longueurs d'ondes. Les données utilisées sont les résidus des temps de propagation des phases du noyau, extraits de la base de données de l'ISC (International Seismological Centre). H.S. = Harmoniques Sphériques. ULVZ = zone à faibles vitesses (pour Ultra Low Velocity Zone).

Les variations géographiques de la topographie de l'interface noyau-manteau obtenues par ces modèles sont peu corrélées entre elles. De plus, l'amplitude de la

topographie varie aussi fortement entre les modèles. Ces deux observations font planer un doute sur la validité de ces modèles. En effet, les inversions linéaires des temps de propagation des phases du noyau sont soumises à plusieurs types de biais et de sources d'erreur. Un premier type de biais est dû à la paramétrisation du modèle. Sans précautions adéquates pour limiter les problèmes liés à la distribution inhomogène des données, l'inversion en harmoniques sphériques présente de forts biais. Ces biais sont caractérisés par des fortes amplitudes dans les régions où l'on n'a pas de données (Stark et Hengartner, 1993; Pulliam et Stark, 1993). C'est le cas des premiers modèles produits avec une paramétrisation en harmoniques sphériques. Un deuxième problème est le niveau de bruit et les biais dans les données de temps de propagation des phases du noyau. L'estimation du niveau de bruit des phases du noyau a donné lieu à différentes techniques pour associer une variance aux données de rais résumés, qui regroupent les rais se propageant de la même région source vers la même région d'enregistrement (Morelli et Dziewonski, 1987; Rodgers et Wahr, 1993). Il apparaît que les phases PcP, PKP(DF) et PKP(AB) sont les plus bruitées. La phase PcP est très bruitée car elle arrive avec une faible amplitude dans la coda de l'onde P, son identification n'est donc pas aisée. La phase PKP(AB) est fortement influencée par les hétérogénéités à la base du manteau, et c'est aussi une seconde arrivée. Et la phase PKP(DF) est biaisée par la structure de vitesse dans la graine. Les biais et le bruit des données limitent donc fortement la résolution des inversions. Mais le problème majeur pour la reconstruction de la topographie de l'interface noyau-manteau est la difficulté de séparer les contributions de la topographie de celles de la structure de vitesse à la base du manteau. Creager et Jordan (1986) éludent le problème en inversant les données pour les anomalies de temps de propagation à la base du manteau, et non la topographie elle-même. Doornbos et Hilton (1989) essaient de le résoudre en introduisant la phase PKKP réfléchie sous l'interface noyau-manteau. En effet, son temps de propagation est fortement influencé par la topographie au point de réflexion, tout en étant insensible à la structure de vitesse du manteau en ce point. De façon générale, toutes les inversions notent la difficulté de résoudre ce problème majeur.

La topographie de l'interface noyau-manteau sera abordée dans cette partie par différentes méthodes. Dans un premier temps, l'amplitude de la topographie est estimée par une analyse stochastique des données, et la possibilité de cartographier les variations de la topographie par une technique d'inversion linéaire est testée. Ensuite, la méthode d'analyse stochastique des temps de propagation des phases du noyau est détaillée et justifiée par une analyse mathématique. Enfin, le temps de propagation et le contenu fréquentiel de la phase PKKP sont examinés pour contraindre la topographie et l'épaisseur de l'interface. On conclura par une discussion des conséquences des résultats obtenus pour la dynamique du noyau.

2.2 Estimation de la topographie

Cette section reproduit l'analyse publiée dans la revue *Physics of the Earth's and Planetary Interiors*.

Amplitude of the core-mantle boundary topography estimated by stochastic analysis of core phases

R. Garcia and A. Souriau. 2000. *Physics of the Earth's and Planetary Interiors*, **117**, 345-359

Abstract

The core-mantle boundary (CMB) topography is an important parameter for constraining the models of mantle dynamics and core-mantle coupling. However, the various large wavelength seismological models of the CMB topography which have been obtained up to now are poorly correlated. Moreover, their maximum amplitudes vary considerably from one model to another, with values ranging from ± 4 km to ± 12 km. These large discrepancies may be due to the difficulty to separate, in the travel time anomalies, the contribution of the CMB topography from that of the highly heterogeneous D'' region at the base of the mantle. In order to better constrain the amplitude of the CMB topography, we perform a stochastic analysis of the core phases which sample the CMB as transmitted waves and/or as reflected waves. In particular we analyse underside reflected PKKP phases, which help to discriminate between CMB topography and D'' structure, and have in addition a great sensitivity to CMB topography. The other phases used are the upperside reflected waves PcP, and the transmitted waves PKP. The analysis is performed on the travel time residual file obtained by Engdahl et al. (1998) after earthquake relocation and phase re-identification. After careful travel time data selection, the stochastic analysis allows us to separate coherent signal from random signal in the data at different length scales ranging from 300 to 1500 km. Then the CMB topography variance is obtained at the different length scales from a joint analysis of the coherent signal in the different core phases, in taking into account their different sensitivities to CMB topography. The estimated CMB topography variance has a significant signal in the wavelength range that we have investigated, showing that 95% of CMB topography amplitude is in the range $\pm \sim 4.0$ km for wavelengths larger than 300 km. This value decreases to $\pm \sim 1.5$ km for wavelengths larger than 1200 km, indicating that the long wavelength CMB topography is significantly lower than what has been previously proposed. However, it has not been possible to invert the data for deriving a map of

the CMB topography. A checkerboard pattern analysis reveals that, despite the introduction of the PKKP phase, the relative contributions of D'' heterogeneities and CMB topography can not be separated with the presently available data.

Introduction

The boundary between the solid silicate mantle and the iron rich liquid outer core exhibits the strongest density and chemical composition contrasts in the Earth. As a consequence, the core-mantle boundary (CMB) is the key of many processes in the Earth deep interior. Thus the seismological determination of the CMB topography will put strong constraints on many fields relevant to the dynamical modelling of the Earth deep interior. Convection and geodynamical models of the mantle, dynamo models in the outer core and interpretations of the Earth rotation fluctuations will be strongly constrained by the knowledge of the CMB topography.

Many previous seismological studies have attempted to determine the CMB topography. Doornbos (1980), Kampfmann and Müller (1989), Redkal and Doornbos (1992), Pulliam and Stark (1993) have performed theoretical studies dealing with the effects of the CMB topography on the seismic data. These studies quantify the influence, on the seismic signal, of a variable CMB topography at various wavelengths and with various amplitudes. On the other hand, several global tomographic models of the CMB topography have been obtained at large wavelengths ($\lambda \geq 2500$ km) from the inversion of the travel times of core phases. The differences between these models rely in the core phases and model parameters used for the inversion. Creager and Jordan (1986) used the absolute travel times of phases refracted at the CMB, whereas Obayashi and Fukao (1997) used the absolute travel times of phases reflected at the CMB. Morelli and Dziewonski (1987), Doornbos and Hilton (1989) and Rodgers and Wahr (1993) inverted simultaneously both data sets, i.e. reflected and refracted waves. Obayashi and Fukao (1997) and Doornbos and Hilton (1989) have included in their inversion the velocity heterogeneities in the D'' layer at the base of the mantle, which is one of the most heterogeneous structure in the Earth. These different tomographic models of the CMB topography at large wavelengths are poorly correlated and the estimated topographic variations range from ± 4 km (Doornbos and Hilton, 1989) to ± 12 km (Rodgers and Wahr, 1993). Stark and Hengartner (1993) have criticized the statistical robustness of these models, the accuracy of the model parametrisation and the quality of the data sets (see also Morelli and Dziewonski, 1995). The poor coherency between the long wavelength models performed at the worldwide scale may be a consequence of the lack of resolution between CMB topography and D'' velocity heterogeneities, and it also reflects the poor sensitivity of refracted core phases to CMB topographic variations. On the other hand, regional studies of the CMB topography and waveform analyses of core

phases suggest that a topographic signal is also present at short wavelengths (Chang and Clearly, 1978; Menke, 1986; Neuberg and Wahr, 1991; Murphy et al., 1997; Earle and Shearer, 1997).

The aim of this study is to determine whether a CMB topographic signal is effectively present in the travel time data, and to quantify it. This is performed from a statistical analysis of the travel times of different core phases which sample the CMB. The problem of the inversion of the data will also be considered. The originality of our study is to introduce travel times from underside reflected waves at the CMB, in order to separate the topographic and D" heterogeneity contributions, and also to have an increased sensitivity to topographic variations.

Data selection

For our analysis, we have kept the three phases which have the best sensitivity to the CMB topography compared to their sensitivity to the other parts of the Earth. Fig. 4.2 represents the ray paths inside the Earth of these three phases: the core reflected phase PcP, the core transmitted phase PKPbc (one of the three PKP branches), and the underside reflected phase PKKPbc (similarly one of the three PKKP branches). These phases are not first arrivals, then a difficulty is their possible misidentification in the bulletins. For this reason, we have based our analysis on the data file of Engdahl et al. (1998), hereafter called EHB file, in which great care has been paid to this problem. This file, based on a selection of data reported in the bulletins of the International Seismological Centre (ISC), contains about 100,000 relocated events. Travel time residuals are computed with respect to model ak135 (Kennett et al., 1995) which is a good reference model for core phases; they are corrected for station elevation, for ellipticity, and for a station correction which roughly accounts for the upper mantle heterogeneities beneath the stations.

For each core phase, we have selected the data inside a specific ray parameter range in order to avoid contamination by other phases, and a cut-off is imposed when two phases overlap. The residuals exceeding ± 6 seconds apart from the peak of the residual histogram are excluded. In what follows, we choose to represent the travel time residuals as a function of ray parameter rather than as a function of epicentral distance as usually done. The ray parameter includes informations on both distance and focal depth, thus it provides a better representation of the ray geometry. For each phase, it is related to the ray incidence angle at any depth and to the ray turning point depth. The EHB file reports the values of the ray parameters for the ak135 model.

The core reflected phases PcP are kept in the ray parameter ranges $q = [2.1; 3.2]$, $[3.5; 4.15]$ (in s/deg) (Fig. 2.2.a). This avoids the contamination by the S, PP and P phases. As the parameter range kept is rather large, it corresponds to very different ray

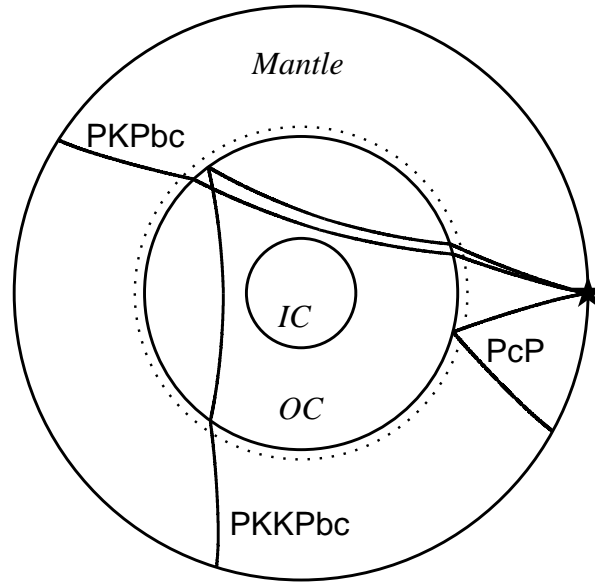
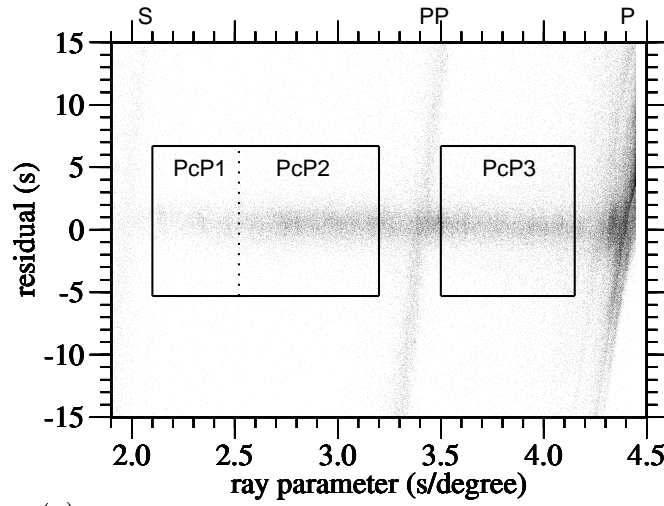


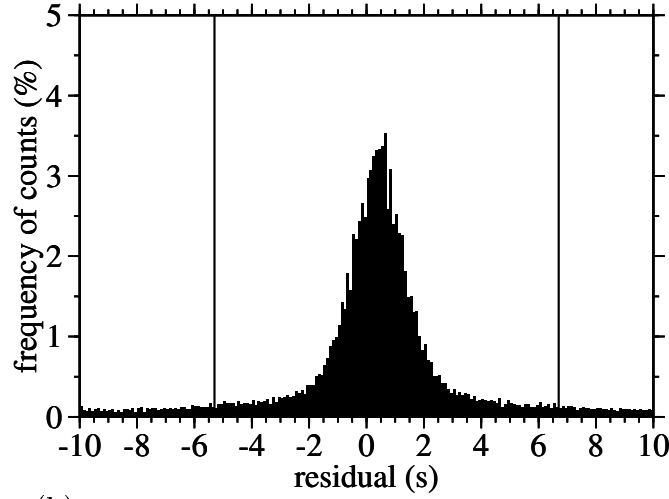
FIG. 2.1: Ray paths of the three core phases used in this study. The dotted line indicates the D'' region at the base of the mantle.

geometries. Then we have cut it in three parts, as described in Fig. 2.2.a. The first set PcP1 corresponds to nearly vertical rays with low PcP amplitude. The second set PcP2 is associated to epicentral distances between 29 degrees and 40 degrees. The third set PcP3 concerns rays with high incidence angles at the CMB. The histogram of the PcP residuals (Fig. 2.2.b) exhibits a nearly symmetrical pattern with a peak at 0.7 s, a mean of 0.44 s and a standard deviation of 1.84 s. Fig. 2.2.c shows that the geographic distribution of the PcP hit points at the CMB is very uneven and covers mostly the continental areas.

The core refracted phase PKP exhibits three branches. PKP_{df}, the first arrival, has its turning point in the inner core. It has been excluded because of the difficulty to correct the propagation times for inner core heterogeneities or anisotropy. The second arrival, PKP_{bc}, the only one we will consider, has its turning point in the lower third of the liquid core and becomes diffracted at the inner core boundary at epicentral distance of about 154 degrees. The third phase, PKP_{ab}, has its turning point in the middle part of the liquid core. It is excluded because of its great sensitivity to the heterogeneities inside the D'' layer, where it has a long path. In addition, the presence of a highly heterogeneous ultra-low velocity zone just above the CMB (Garnero and Helmberger, 1996; Sylvander et al., 1997) strongly perturbs the travel time of this phase. As shown in Fig. 2.3.a, only the ray parameter range 2.15 to 2.4 s/deg is kept, thus epicentral distances between 150 and 154 degrees. This selection lets aside the PKP_{bc} phase diffracted at the inner core boundary ($q \leq 2.15$ s/deg) and reduces the effect of the

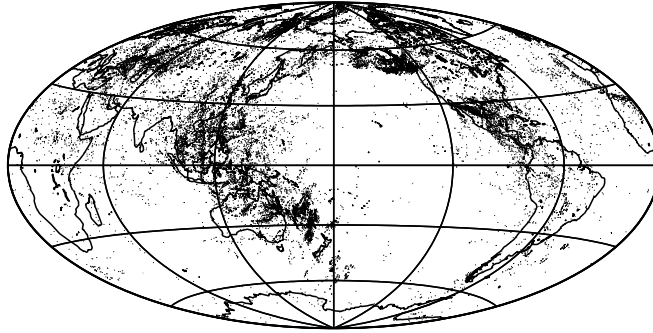


(a)



(b)

PcP reflection points at the CMB



(c)

FIG. 2.2: Characteristics of the PcP data set: (a) PcP residuals versus ray parameter, lines indicate the domain of the selected data with the three classes used for the stochastic analysis. Also indicated are the different phases whose hodochrons cross the PcP travel-time curve; (b) histogram of PcP residuals, residuals more than ± 6 seconds apart from the peak value will be excluded from our analysis; (c) PcP hit points of the rays at the CMB.

cut-off introduced by Engdahl et al. to remove the PKP_{df} and PKP_{ab} arrivals. The PKP_{bc} data set is rather large (about 141,000 values), compared to the data sets of the other selected phases (see Table 1). The histogram of the PKP_{bc} residuals (Fig. 2.3.b) is nearly symmetrical with a mean value of -0.02 s and a standard deviation of 1.13 s. The geographic distribution of the PKP_{bc} hit points at the CMB (Fig. 2.3.c) is the best one among the selected phases. It covers a large part of the CMB surface, with however an oversampling of South-West Pacific and Europe, and a large unsampled area beneath North Pacific.

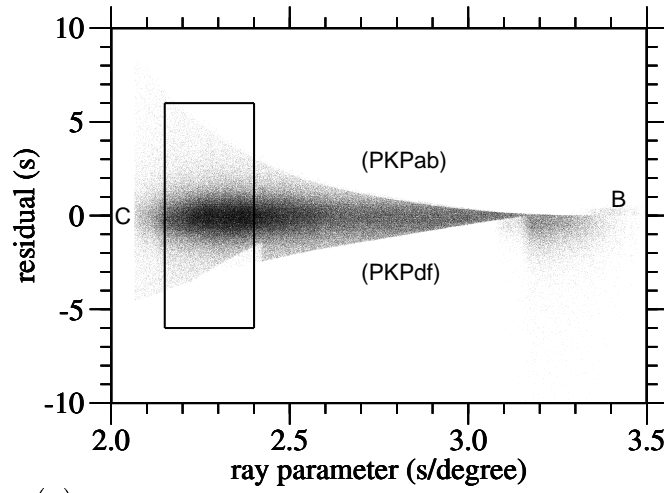
The PKKP phase has three branches, with characteristics similar to those of PKP. The PKKP_{df} and PKKP_{ab} branches are rejected for the same reasons as those invoked for PKP. In fact, PKKP_{df} is rarely observed, because of its long path through the highly attenuating inner core. The PKKP_{bc} branch is kept in the ray parameter ranges [2.23; 2.52], [2.57; 3.35] (in s/deg) (Fig. 2.4.a). Below 2.23 s/deg, the amplitude is too small for the phase to be detected. The gap at 2.55 s/deg corresponds to the SS phase, and values above 3.35 s/deg may be contaminated by the SP and PKKP_{ab} phases. The histogram of the PKKP_{bc} residuals (Fig. 2.4.b) is poorly symmetrical with a peak value at 0.6 s, a mean value of 0.98 s and a rather large standard deviation of 2.13 s. The geographic distribution of the PKKP_{bc} refraction points (Fig. 2.4.c) and reflection points (Fig. 2.4.d) at the CMB is uneven, particularly for underside reflection points. However, these points sample a relatively large surface at the CMB with regard to their limited number.

Stochastic analysis

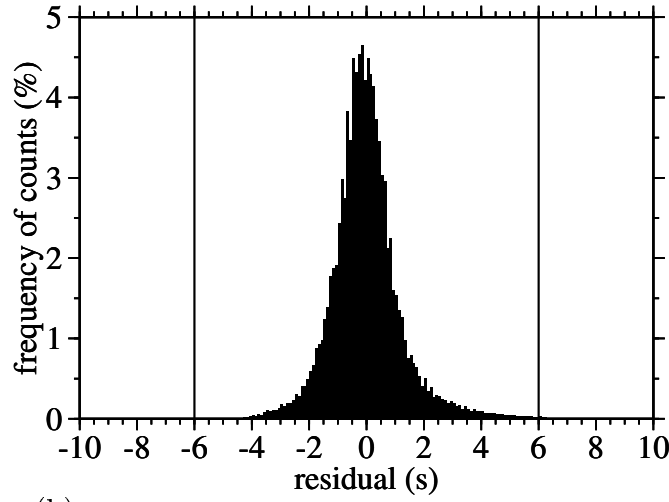
Method

The stochastic analysis is based on the modelling of the composite residual variance, following a procedure proposed by Morelli and Dziewonski (1987) and later used by Rodgers and Wahr (1993). The basic idea is to identify the coherent and incoherent parts of the travel time residuals, by analysing the variance of the summary ray residuals including the same number of individual rays, so that they exhibit the same statistical error. Such an analysis will be significant only if the different summary rays can be considered as independent data, if their geographic distribution is not correlated to CMB topography, and if each group of summary rays including the same number of rays provides a random sampling of the whole CMB surface.

In order to define summary rays, the Earth surface is divided into cells of equal area; these cells have a size of $\theta \times \theta$ degree² at the equator. For each phase, a summary ray includes all the rays having their source point and their receiver point in the same pairs of grid cells. No distinction is done between the different depths of the events, because

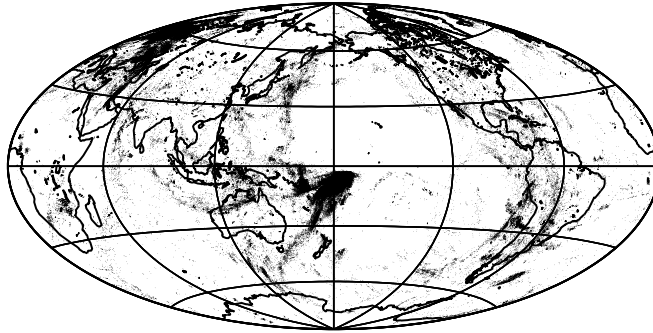


(a)



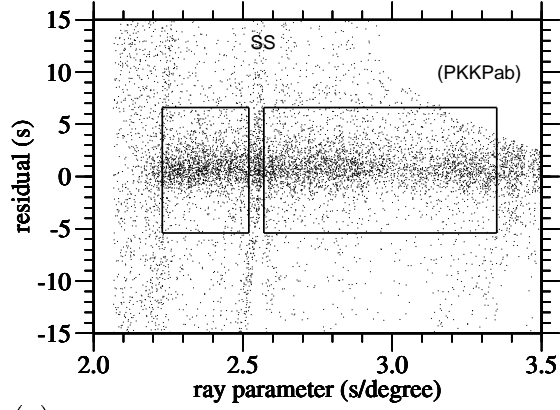
(b)

PKPbc transmission points at the CMB

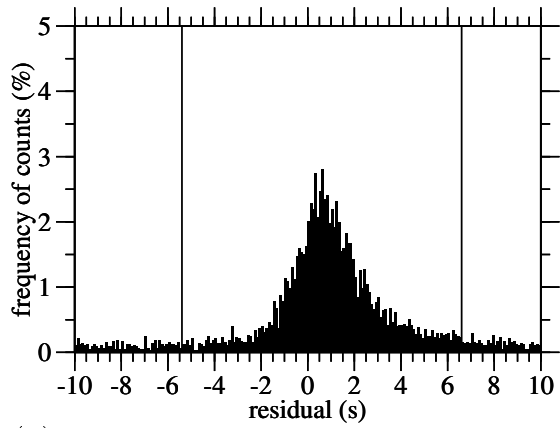


(c)

FIG. 2.3: Characteristics of PKPbc data set: (a) PKPbc residuals versus ray parameter, lines indicate the domain of the selected data, with indication of the B and C cusps of the PKP travel-time curve, and the domain of the two other PKP branches; (b) histogram of PKPbc residuals, residuals more than ± 6 seconds apart from the peak value will be excluded from our analysis; (c) PKPbc core entrance and exit hit points of the rays at the CMB.

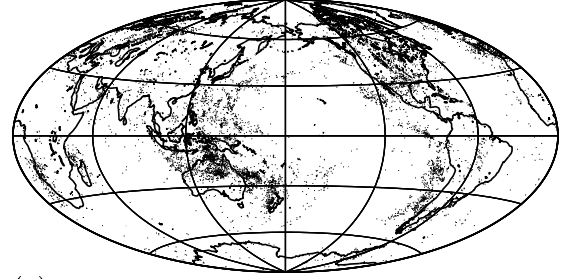


(a)



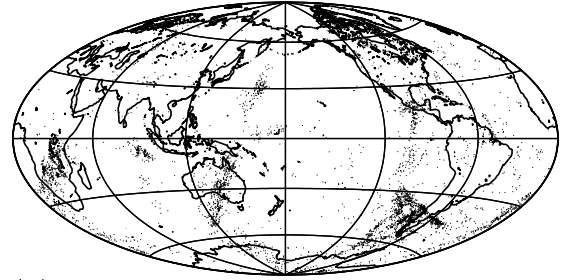
(b)

PKKPbc transmission points at the CMB



(c)

PKKPbc underside reflection points at the CMB



(d)

FIG. 2.4: Characteristics of PKKPbc data set: (a) PKKPbc residuals versus ray parameter. Lines indicate the domain of the selected data. Also indicated are the domains corresponding to the PKKPab branch (excluded from the present analysis), and to the SS phase. (b) histogram of PKKPbc residuals, residuals more than ± 6 seconds apart from the peak value are excluded from our analysis; (c) PKKPbc core entrance and exit hit points of the rays at the CMB, (d) PKKPbc underside reflected hit points at the CMB.

this effect is negligible owing to the grid cell sizes used. If N is the number of rays in a summary ray, the summary ray residual is defined as:

$$\bar{\delta t} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \delta t_i \quad (2.1)$$

where δt_i is the individual residual of ray i . We then compute the composite residual variance σ_N^2 , which is the variance of the M_N summary ray residuals which include N rays:

$$\sigma_N^2 = \frac{1}{M_N} \sum_{i=1}^{M_N} [\bar{\delta t}_i^{(N)} - \bar{\bar{\delta t}}^{(N)}]^2 \quad (2.2)$$

where $\bar{\bar{\delta t}}^{(N)}$ is the mean value of the M_N summary ray residuals including N rays (see Rodger and Wahr, 1993, for more explanations). The value of σ_N^2 depends on both N and M_N . A large N -value decreases the contribution of the random signal to the summary ray residual. On the other hand, large M_N -values lead to a good determinations of σ_N^2 , first because of the decrease of the statistical error on the average value, but also because of the wide sampling of the Earth by the relevant data. Groups with low M_N , i.e. those including only few composite summary rays, are irrelevant for our analysis because they are not statistically significant, and also because they correspond to the sampling of only a few patches at the CMB surface. Then, we have imposed a minimum value M_{inf} for M_N . If $M_N < M_{\text{inf}}$, the group of composite residuals may be completed by the summary ray residuals extracted from the group with $(N+1)$ rays, in which one ray has been excluded by random selection. The algorithm is constructed in order to avoid that a summary ray participate to two different σ_N^2 determinations, so that the data remain independent for the stochastic analysis to be valid. The value of M_{inf} has been fixed to 30 for the PcP1, PcP2, PcP3 and PKKPbc data sets, and to 50 for the larger PKPbc data set.

The value of σ_N^2 depends on the coherency between the composite residuals. If all the individual residuals were purely random, we would expect $\sigma_N^2 = \frac{\sigma_R^2}{N}$, where σ_R^2 is the variance of the individual residuals. At the opposite, if all the individual residuals were noise free and if the summary rays were perfectly averaging the CMB surface, the composite residual variance would depend only on the lateral heterogeneities greater than the grid cell size. Then the composite residual variance would be constant, of the form $\sigma_N^2 = \sigma_C^2$, where σ_C^2 is a statistical measure of the degree of heterogeneity between the different summary ray paths. Between these two extreme models, the composite residual variance can be modelled as

$$\sigma_N^2 = \frac{\sigma_R^2}{N} + \sigma_C^2 \quad (2.3)$$

where σ_R^2 and σ_C^2 are respectively a measure of the random and coherent parts of the composite residual variance. This equation shows that summary ray residuals with large N will mostly constrain the coherent part of the signal, whereas those with low N are important for constraining the random part. The random variance σ_R^2 reflects event mislocations and phase picking errors, but also lateral heterogeneities smaller than the grid cell size. The coherent variance σ_C^2 is essentially due to lateral heterogeneities greater than the grid cell size but it may also reflect a baseline shift with respect to the reference Earth model for a particular phase and a particular ray parameter range. In this study we will consider that the radial Earth model is good enough to neglect this effect.

In order to avoid a bias due to the arbitrary grid position, the composite residual variance σ_N^2 is computed, for each phase and for each grid size θ , over 18 different grid positions. Then, for each N , the composite residual variance is averaged over the 18 results, as well as the error on σ_N^2 .

From equation 2.3, a least square fit of the mean curve σ_N^2 as a function of N allows us to obtain σ_R^2 and σ_C^2 for each phase and for each grid cell size θ . Examples of curve fitting are shown in Fig. 2.5. The coherent parts σ_C^2 obtained for the different core phases will then be compared in order to extract the contribution due to CMB topography.

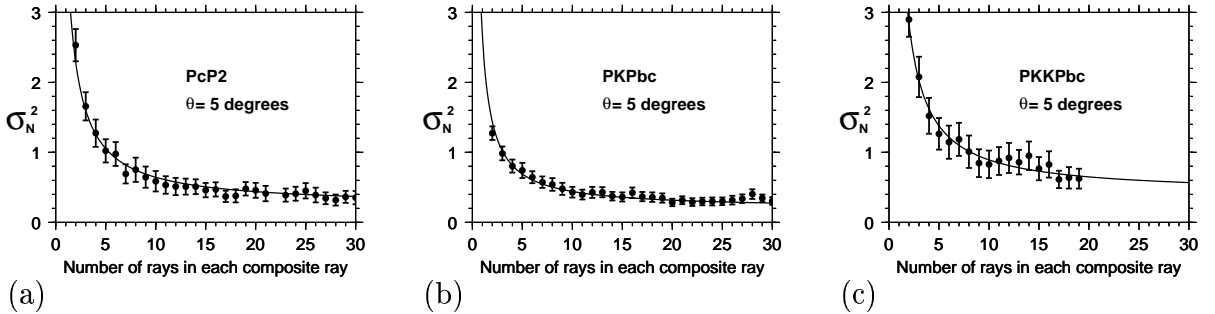


FIG. 2.5: Least-square linear fits of the composite residual variance σ_N^2 (in s^2) of the three main phases for grid cell size $\theta = 5$ degrees: (a) PcP2, (b) PKPbc and (c) PKKPbc.

Results

Seven different grid cell sizes θ have been considered, from 5 degrees, which is slightly larger than the size of the PcP Fresnel zone for the 1 second period waves we considered (Obayashi and Fukao, 1997), up to 25 degrees. Beyond this value the number of summary rays is not high enough to allow for a statistical analysis. For these various samplings, the number of cells decreases from 1654 to 66. The results of the fitting procedure are summarized in Fig. 2.6 and Table 2.2.

A first comment concerns the low level of the coherent signal with respect to the random signal, with an amplitude about 4 times smaller for the best data set. On the other hand, it is interesting to compare our results with those obtained in previous

Nb of data	PcP1 5,860		PcP2 22,590		PcP3 27,570		PKPbc 141,170		PKKPbc 5,075	
θ (in $^\circ$)	σ_R (s)	σ_C (s)	σ_R (s)	σ_C (s)	σ_R (s)	σ_C (s)	σ_R (s)	σ_C (s)	σ_R (s)	σ_C (s)
5	2.58	0.12	2.03	0.48	2.51	0.32	1.58	0.44	2.20	0.64
6	2.61	0.07	2.02	0.47	2.48	0.36	1.54	0.44	2.20	0.64
8	2.56	0.27	1.95	0.46	2.51	0.37	1.56	0.43	2.13	0.63
10	2.67	0.24	1.95	0.44	2.54	0.35	1.54	0.42	2.30	0.57
15	2.69	0.23	2.13	0.37	2.61	0.32	1.57	0.37	2.41	0.51
20	2.76	-	2.08	0.34	2.57	0.31	1.55	0.36	2.58	0.37
25	2.90	-	2.18	0.32	2.56	0.29	1.64	0.34	2.47	0.40

TAB. 2.2: Results of the least square fit of σ_N^2 .

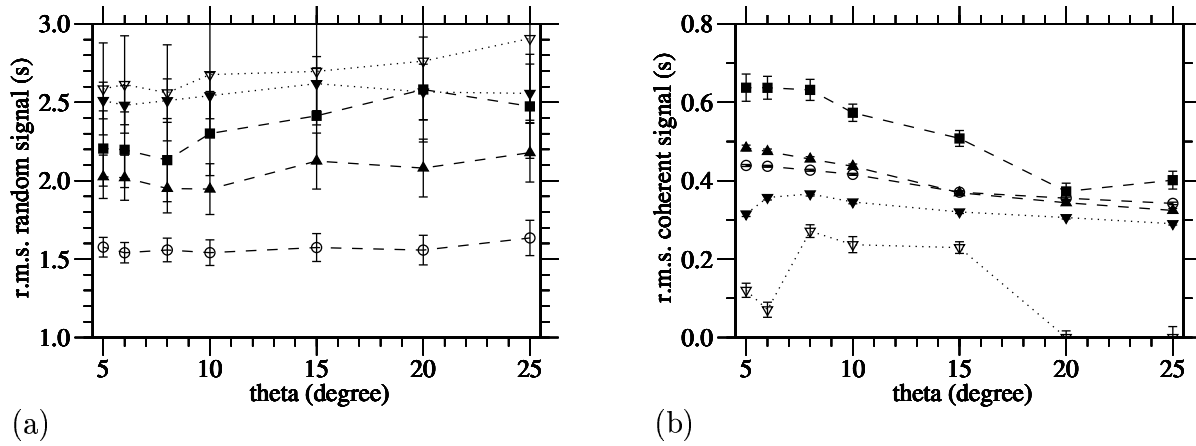


FIG. 2.6: Random signal σ_R (a) and coherent signal σ_C (b) of the composite residual variance (in s) as a function of the grid cell size θ (in deg) for the different core phases. PKPbc: open circles, PKKPbc: full squares, PcP1: empty inverted triangles, PcP2: full triangles and PcP3: full inverted triangles. PcP1 and PcP3 (dotted lines) will be excluded from the study. The error bars represent one standard deviation.

studies. From the ISC data between 1964 and 1982, Morelli and Dziewonski (1987) obtained for PcP and PKPbc respectively, $\sigma_R = 2.7$ s, $\sigma_C = 0.4$ s and $\sigma_R = 2.0$ s, $\sigma_C = 0.7$ s for a grid cell size of five degrees. The comparison with our results for the same θ -value (Table 1) shows that the use of the EHB file instead of the ISC bulletins significantly reduces the random signal in the different data sets. Moreover, it shows the interest of partitioning the PcP data into three subsets, as PcP data corresponding to nearly vertical or nearly grazing incidences have a high noise level. Rodgers and Wahr (1993) also used ISC bulletin data but they used IASP91 (Kennett and Engdahl, 1991) as a reference model. They obtained for PcP and PKPbc respectively, $\sigma_R = 1.69$ s, $\sigma_C = 0.52$ s and $\sigma_R = 1.19$ s, $\sigma_C = 0.47$ s for grid cells of ten degrees. For the same grid cell size, we obtain slightly lower values for the coherent signal. Our larger random signal probably reflects the larger cut-off parameter (± 6 s instead of ± 4 s on both sides of the maximum) in the data selection. In each case, the coherent signal we obtain is smaller than the one obtained in previous studies. This probably reflects the use of better station corrections.

As a general trend, the random part of the composite residual variance slowly increases as θ increases, while the coherent part decreases (Fig. 2.6). This trend probably reflects the presence of signal at wavelengths shorter than the grid cell size: when the grid cell size decreases, small heterogeneities previously interpreted as random signal become included in the coherent part of the variance.

The random part of the signal (Fig. 2.6.a) is significantly different for the different phases. In the PcP data set, PcP1 and PcP3 have a high random signal, probably related to the difficulty to pick these phases: PcP1 has a small amplitude, whereas PcP3 is in the P-coda. In what follows, these two data sets have been excluded from the study. The PKPbc data set has the lowest random signal. This is due to the easy picking of this phase, but also to the narrowness of the selected PKPbc domain (Fig. 2.3.a). By contrast, PKKPbc which is a very late arrival and is rather difficult to identify has a large random signal.

When we consider the coherent part of the signal (Fig. 2.6.b), the most striking result is the high level of PKKPbc at low θ -values, compared to the other core phases. This strongly suggests the presence of a short wavelength topographic signal in the data, as the PKKPbc phase is much more sensitive than PKPbc and PcP to the CMB topographic variations (Table 2.3).

Estimate of r.m.s. CMB topography

A major difficulty in this analysis is to separate the mantle contribution from the CMB contribution in the coherent part of the signal. We first attempted to correct the travel time residuals for lower mantle heterogeneities, using the three dimensional velocity model of Karason and van der Hilst (1998). This did not change significantly

Phase	type of CMB hit point	average ray parameter (in s/deg)	\bar{S}_{phase} ($km^{-2}.s^2$)
PcP2	reflection	2.85	12.6×10^{-3}
PKPbc	transmission	2.25	6.3×10^{-3}
PKKPbc	transmission	2.78	6.9×10^{-3}
	underside reflection		54.3×10^{-3}

TAB. 2.3: Sensitivity of the variance of the phase travel times to CMB topographic variations.

our results, suggesting that this model underpredicts the actual heterogeneities. Another approach relies on the comparison of PKPbc and PKKPbc. These two phases have similar ray parameters. Thus at world wide scale, they sample similarly the mantle heterogeneities and the CMB topography at the CMB refraction points, which thus give similar contributions to the coherent signal of these two phases. PKKPbc samples in addition the CMB topography at its underside reflection point independently of mantle heterogeneities. As the liquid core is nearly homogeneous, its contribution may be neglected. Consequently, the coherent part of the composite residual variance for the PKKPbc phase may be modelled as

$$\sigma_{C-PKKPbc}^2 = \sigma_{C-PKPbc}^2 + S_{\text{underside}} \sigma_{\text{cmb}}^2 \quad (2.4)$$

where $\sigma_{C-PKPbc}^2$ is the coherent part of the composite residual variance for PKPbc, which includes the contributions of mantle heterogeneities and CMB topography at the CMB refraction points, σ_{cmb}^2 is the CMB topography variance at the PKKPbc underside reflection point, and $S_{\text{underside}}$ is the mean sensitivity of PKKPbc travel times to CMB topographic variations at the underside reflection point, for the ray parameter range we consider (see Doornbos and Hilton, 1989, for the computation of $S_{\text{underside}}$).

Fig. 2.7 and Table 2.4 report the CMB topography values σ_{cmb} obtained for different values of the grid cell size θ . It increases as θ decreases, confirming the presence of a short wavelength signal in the CMB topography. It reaches the value $2.0 \pm 0.7 \text{ km}$ for $\theta = 5 \text{ deg}$, i.e. for wavelengths of the order of 300 km or larger. This means that, at wavelengths larger than 5 degrees, 95% of the CMB topography has an amplitude smaller than $\pm 4 \text{ km}$. At wavelengths larger than 1200 km at the CMB, the variation range of the CMB topography decreases to $\pm 1.5 \text{ km}$.

It is important, at this stage, to check the compatibility of this r.m.s. CMB topography with the coherent signal in PcP2. Taking into account the sensitivities of the various phases to CMB topography (Table 2.3), we infer that the difference in σ_C^2 between PcP2 and PKPbc must be about nine times smaller than the difference in σ_C^2

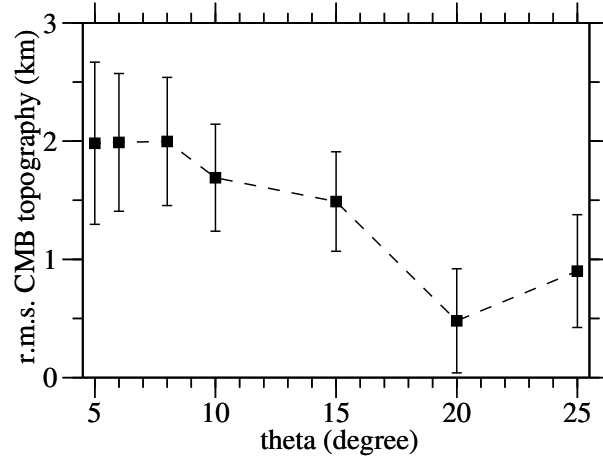


FIG. 2.7: Root mean square CMB topography (in km) versus grid cell size θ (in deg) obtained from the simultaneous analysis of PKPbc and PKKPbc data. The error bars represent one standard deviation.

between PKKPbc and PKPbc. It is what we observe, taking into account the error bars on the coherent signal (Table 2.2). Thus, the PcP coherent signal is compatible with the proposed r.m.s. CMB topography amplitudes, i.e. 2 km at wavelengths larger than 300 km and ~ 1 km at wavelengths larger than 1200 km.

θ (in deg)	r.m.s. CMB topography: σ_{cmb} (in km)	range of 95% of the topographic variations (in km)
5	1.98 ± 0.69	± 3.96
6	1.99 ± 0.58	± 3.98
8	2.0 ± 0.54	± 4.0
10	1.69 ± 0.45	± 3.38
15	1.49 ± 0.42	± 2.98
20	0.48 ± 0.44	± 0.96
25	0.90 ± 0.45	± 1.80

TAB. 2.4: Estimates of CMB topography variance at different grid cell sizes.

An attempt to invert the residuals for mapping the CMB topography

As a significant signal due to the CMB topography is present in the data at the worldwide scale, we will attempt to invert the summary ray residuals in order to map the CMB topographic variations.

Data, model and method

The data set used for this inversion consist in 265 PKKPbc, 452 PcP2 and 989 PKPbc summary rays obtained for the five degree cells. We have imposed a minimum number of 5 rays in each PKKPbc summary ray and 10 rays in each PcP2 and PKPbc summary ray. For each summary ray, an average path and an average residual are calculated. An error $\frac{\sigma_R}{\sqrt{N}}$ is ascribed to each summary ray residual, σ_R being the random signal obtained for the five degree grid for each phase and N the number of rays in the summary ray.

The model used is a block model of both CMB topographic variations and D'' velocity heterogeneities inside a 200 km thick layer at the base of the mantle. It is defined on a grid of 10x10 degrees equal area cells. The number of CMB topography parameter is about 310 and the number of velocity heterogeneity parameters is a about 300, the difference between these two numbers being associated to the PKKP underside reflection points. The non-empty cells sample approximately 75% of the CMB surface. For resolving the 610 model parameters, only 1704 summary ray data are available, then the problem is overdetermined by only a factor of 2.8. As described above, the covariance matrix of the data has diagonal values $\frac{\sigma_R^2}{N}$. Before inversion, the data and model vectors are normalized. The data vector is normalized by its covariance matrix in order to take into account the different errors on the summary ray residuals. The model vector is normalized in order to give realistic weights to CMB topography and D'' velocity heterogeneities parameters (Menke, 1989): the weighting matrix is diagonal with values of 2 km for CMB topography and 3% for D'' velocity heterogeneities. The inverse problem is solved using the singular value decomposition method (Menke, 1989). The main advantage of this method is that it limits the model instabilities due to the noise in the data, by removing the smallest singular values, although no damping parameter or smoothing condition has been applied. The number of singular values kept in the solution is chosen empirically on the basis of checkerboard pattern tests. The inversion has been done for 18 different positions of the model grid and the solution obtained is the average of these 18 solutions.

Resolution and checkerboard tests

The singular value decomposition makes it possible to compute the resolution matrix

in a simple way. If all the singular values are kept, the resolution matrix is equal to identity. But if only the largest singular values are kept, the resolution matrix indicates which are the best resolved parameters in the inversion. Fig. 2.8 shows the resolution matrix obtained when 100 singular values, over total number of 440 non-zero values, are kept. It turns out that the CMB topography parameters are poorly resolved, even in the regions constrained by underside PKKP reflection points, whereas the D'' velocity heterogeneities have a good resolution in the best sampled regions.

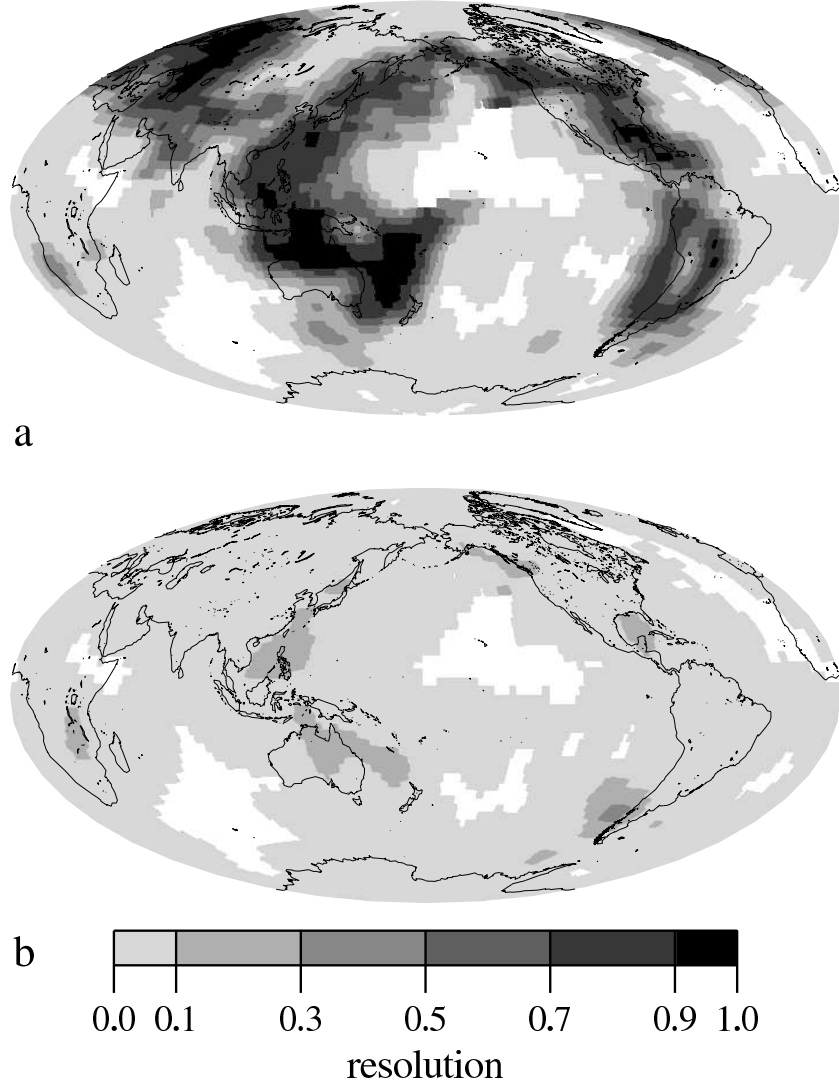


FIG. 2.8: Resolution map of the model parameters. (a) D'' velocity heterogeneities and (b) CMB topography.

Two independent tests have been performed. In the first one, topographic anomalies of ± 2 km have been imposed at the CMB inside cells of 30×30 degrees at the equator (Fig. 2.9.a), but no heterogeneity is introduced in D''. In the second test, we consider

the opposite situation: there is no topographic variation at the CMB, but heterogeneities of $\pm 3\%$ are introduced in a 200 km thick D" layer, with the same grid (Fig. 2.10.a). Summary rays with the same geometry and the same standard deviations as the real ones are generated for these structures, and the inverse problem is solved following the method previously described.

The results of the inversions for both D" heterogeneities and CMB topography are given in Fig. 2.9.b,c when the input is a topographic signal only, in Fig. 2.10.b,c when it is D" heterogeneities only. In each case, a strong signal is present in D" and a weak signal is present in the topography. This shows the impossibility to resolve the CMB topography with the presently available data. The too strong signal in the D" model in the best resolved regions is due to the absence of any minimisation of the model norm. Using a different number of eigenvalues changes the level of D" heterogeneities and the topography amplitude we retrieve, but it does not change anything to the problem of mutual contamination between D" and CMB topography.

Thus the result of this simulation shows that it is hopeless to try to invert our data for mapping the CMB topography.

Discussion and conclusion

From a stochastic analysis of the residuals of the three core phases PcP, PKPbc and PKKPbc reported in the EHB file of Engdahl et al. (1998), we have been able to separate the coherent and random parts of the signal contained in these data sets. Then we have taken benefit of the different sensitivities of these core phases to the CMB topography for quantifying the CMB topography variance. It turns out that the PKKPbc travel time data provides the strongest constraints on the CMB topography, due to their great sensitivity to CMB topographic variations and to their ability to separate CMB topography and mantle heterogeneities at the underside reflection points at the CMB. The large coherent signal in PKKPbc compared to that in PKPbc reveals the presence of a significant signal in the CMB topography. The standard deviation of the CMB topography σ_{cmb} (Table 2.4 and Fig. 2.7) decreases with increasing scale length. A rather high topographic signal is present at short wavelengths, with a CMB topography standard deviation of the order of 2.0 ± 0.7 km for length scales of greater than 300 km. If the CMB topography has a gaussian distribution, it implies that 95% of the CMB topography is in the ± 4.0 km range for length scales greater than 300 km. The r.m.s. CMB topography decreases to ~ 1.0 km for scale lengths of the order of 1000 to 1500 km, but the error bar is nearly of the same order as the topography amplitude.

Our results reveal CMB topography amplitudes significantly lower than those obtained up to now, generally at longer wavelengths. It is interesting to note that the smallest amplitudes reported in previous studies are those of Dornboos and Hilton's model,

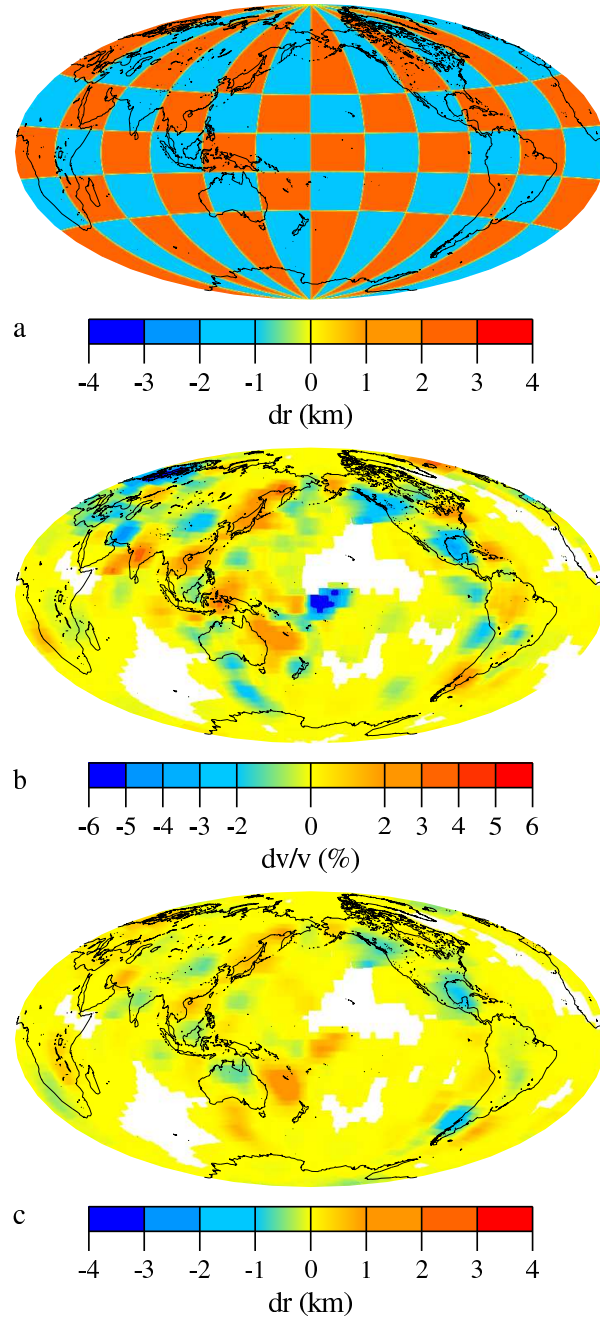


FIG. 2.9: Checkerboard pattern analysis of the CMB topography. (a) input model: topographic variations of ± 2 km inside sectors of size $30^\circ \times 30^\circ$ at the equator; (b) and (c) result of the inversion for D'' heterogeneities and CMB topography. Note the presence of a strong, unexpected signal in D'' .

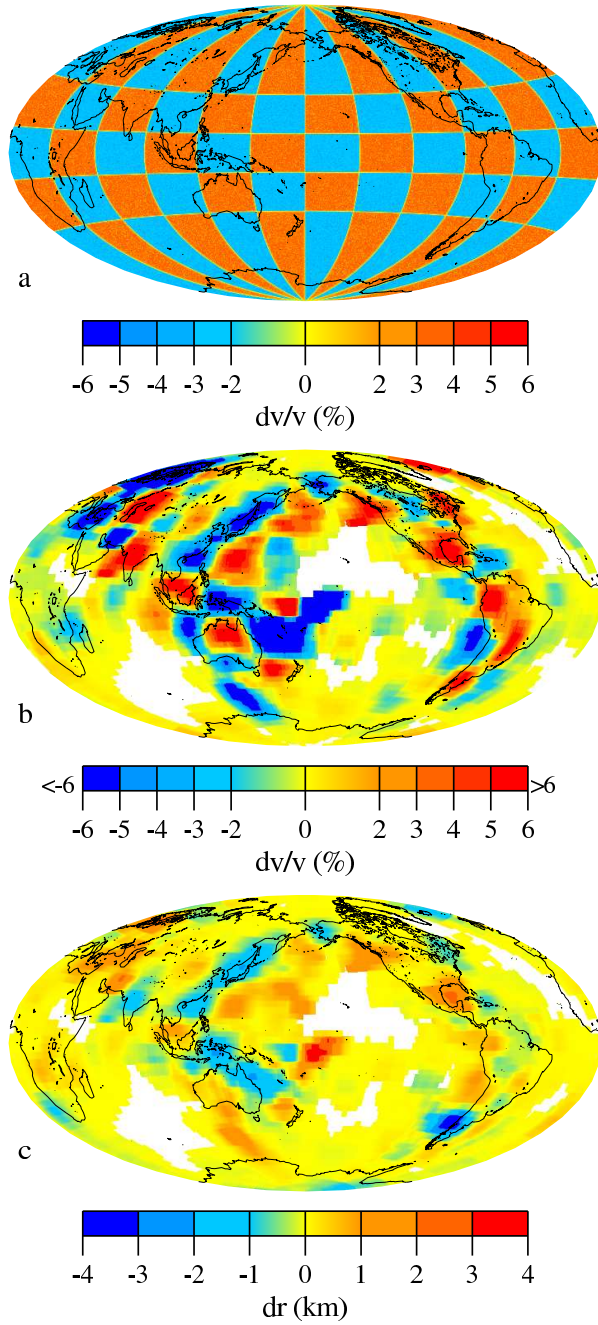


FIG. 2.10: Checkerboard pattern analysis of D'' heterogeneities. (a) input model: heterogeneities of $\pm 3\%$ inside a 200 km thick D'' layer, with sectors of size $30^\circ \times 30^\circ$ degrees at the equator; (b) result of the inversion for D'' heterogeneities (a few values are out of range), (c) result for CMB topography. Note the presence of an unexpected signal at the CMB topography.

which also included PKKP data: maximum amplitudes of ± 4 km were obtained for length scales of 2700 km.

The low amplitudes we obtain will give some constraints on the models of mantle dynamics. The CMB topography derived from these models is strongly dependent on the mantle rheology and on the equation of state parameters (e.g. Zhang and Yuen, 1987; Forte and Peltier, 1991; Defraigne et al., 1996). Some models come to topography amplitudes larger than 10 km (Greff-Lefftz and Legros, 1996). This seems difficult to reconcile with our results, even though they have only a statistical significance and may be partly biased by an incomplete Earth sampling.

Although the results we have obtained seem robusts, we are aware that our analysis suffers from some limitations. Some of them come from the data, although we have shown that the EHB file is quite appropriate for this kind of study. However, it is difficult to escape to the very uneven Earth sampling by the different core phases. On the other hand, we are tributary upon the way the observations reported in the bulletins have been ascribed to the different PKP and PKKP branches in the EHB file. We have made a few hundred PKKP pickings by ourselves, and have found that the three PKKP branches arrive at times very close to those predicted by ak135. Thus we are confident in the EHB phase identifications.

Some other limitations in our study may be due to the validity of our stochastic analysis. It requires for the number of data to be large enough to have a statistical robustness, and for the geographic coverage to be good enough to allow for an interpretation of the results at the worldwilde scale. The PKPbc data may reasonably meet these requirements. But for the PcP phase the geographic coverage is poor, and for the PKKPbc phase the number of data is low. Fortunately, PKKPbc data, which have the strongest weight in our analysis because of their great sensitivity to CMB topography, have a rather good geographic distribution. This gives some credit to the global interpretation we have made of our results.

Our deception is to have failed to map the CMB topography from the three core phases we investigated. The checkerboard pattern analysis has clearly shown that it is not possible to resolve this topography together with the D'' heterogeneities with the presently available data. This result casts serious doubts on the validity of the CMB topographic models published up to now. In the future, a particular effort will have to be done to increase the number of PKKPbc data and to improve their geographic distribution.

Acknowledgments

We thank E.R. Engdahl for providing the EHB data file used in this analysis, H. Kárason and R.D. van der Hilst for providing their P tomographic model of the mantle, and two anonymous reviewers for their helpful comments.

2.3 Analyse stochastique des données

L'analyse stochastique doit permettre d'estimer le niveau de bruit aléatoire et le niveau de signal dû à la structure de vitesse dans les données de temps de propagation des phases du noyau. La méthode et sa justification statistique sont décrites dans une première partie. Puis, l'algorithme développé est présenté dans une deuxième partie. Enfin, la méthode d'analyse stochastique est testée sur des données synthétiques.

2.3.1 Méthode d'analyse stochastique

La méthode d'analyse stochastique repose sur la modélisation de la variance des résidus composites (Morelli et Dziewonski, 1987; Rodgers et Wahr, 1993). L'idée est d'identifier les parties incohérentes et cohérentes du signal en analysant la variance des résidus associés à des rais résumés (ou résidus composites), pour des rais résumés définis sur une grille composée de cellules d'aires égales, et incluant le même nombre de rais. Comme le montre la figure 2.11.a, la surface de la Terre est divisée en cellules d'aires égales et ayant une taille de $\theta \times \theta$ degrés² à l'équateur. Un rai résumé inclut alors tous les rais ayant leur source (séisme ou explosion nucléaire) et leur récepteur (station sismologique) dans la même paire de cellules pour une phase donnée. Des exemples de rais résumés pour la phase PcP sont donnés sur la figure 2.11.b. Aucune distinction n'est faite entre les différentes profondeurs des sources car le biais introduit est négligeable compte tenu de la taille des cellules utilisées. Si N est le nombre de rais dans un rai résumé, le résidu composite (j) est défini par la moyenne des résidus individuels :

$$\overline{\delta t_j} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \delta t_{j,i} \quad (2.5)$$

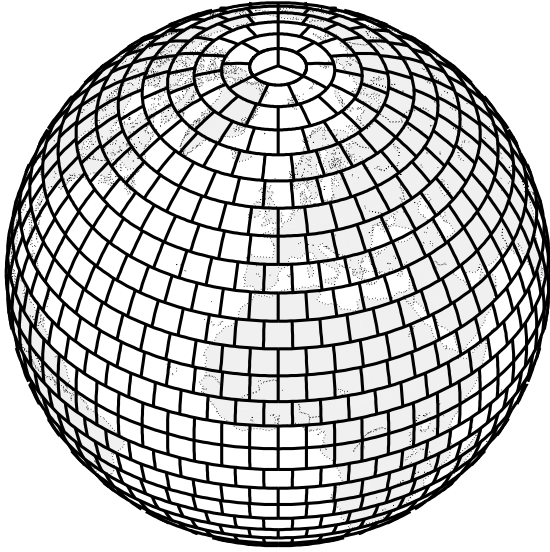
où $\delta t_{j,i}$ est le résidu du rai i , inclus dans le rai résumé j .

On calcule ensuite la variance des résidus composites σ_N^2 qui est la variance de tous les résidus composites avec exactement N rais. Pour le groupe de résidus composites qui contiennent exactement N rais, $\{\overline{\delta t_j^{(N)}}\}$ avec $j = 1, 2, 3, \dots, M_N$, la variance des résidus composites est définie par :

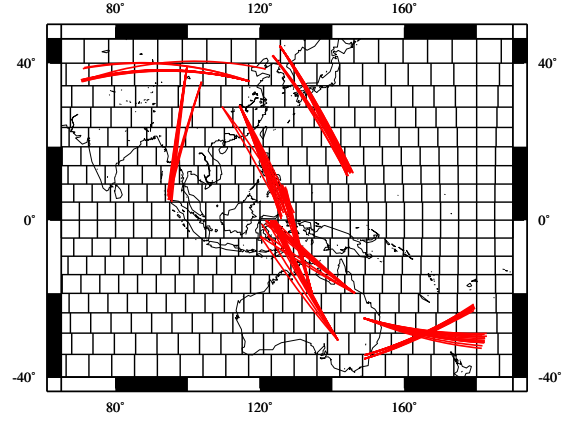
$$\sigma_N^2 = \frac{1}{M_N} \sum_{j=1}^{M_N} [\overline{\delta t_j^{(N)}} - \overline{\delta t^{(N)}}]^2 \quad (2.6)$$

avec $\overline{\delta t^{(N)}}$ la valeur moyenne des M_N résidus composites incluant exactement N rais. La figure 2.12 donne un exemple, pour le jeu de données PcP2, des trajets des rais pour $N = 5$ et 20.

La séparation des données en rais résumés et le regroupement de ces rais résumés en fonction du nombre de rais qu'ils contiennent induit une séparation du jeu de données



(a)



(b)

FIG. 2.11: (a) Exemple de grille utilisée pour le calcul des rais résumés. Les cellules sont d'aires égales et de taille $6^\circ \times 6^\circ$ à l'équateur. (b) Trajets des rais et position de la grille pour des rais résumés de la phase PcP possédant exactement 20 rais, et pour une taille de cellules $\theta = 5^\circ$.

en différents groupes. Notons $\delta t_{j,i}^{(N)}$ les résidus des différents rais, avec 1 exposant et 2 indices qui se réfèrent aux différents groupes de données : l'exposant N indique que le rai est inclus dans un rai résumé possédant N rais, l'indice j donne le numéro du rai résumé dans lequel il est inclus, et enfin l'indice i donne le numéro du rai dans le rai résumé. Considérons l'ensemble des résidus $\{\delta t_{j,i}^{(N)}\}$ à N fixé. Les rais correspondants appartiendront à des zones de forte densité de rais pour N grand et à des zones de faible densité de rais pour N petit. Par souci de clarté, on omettra par la suite l'exposant N qui est maintenu constant. Donc, l'ensemble des résidus $\{\delta t_{j,i}\}$ est séparé en M ensembles, correspondants aux rais résumés, chacun de N éléments. Le résidu composite $\overline{\delta t_j}$ est la moyenne de l'ensemble j. La moyenne des résidus composites $\overline{\delta t}$ est aussi la moyenne totale de l'ensemble des résidus $\{\delta t_{j,i}\}$:

$$\overline{\delta t} = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^M \overline{\delta t_j} = \frac{1}{MN} \sum_{j=1}^M \sum_{i=1}^N \delta t_{j,i} \quad (2.7)$$

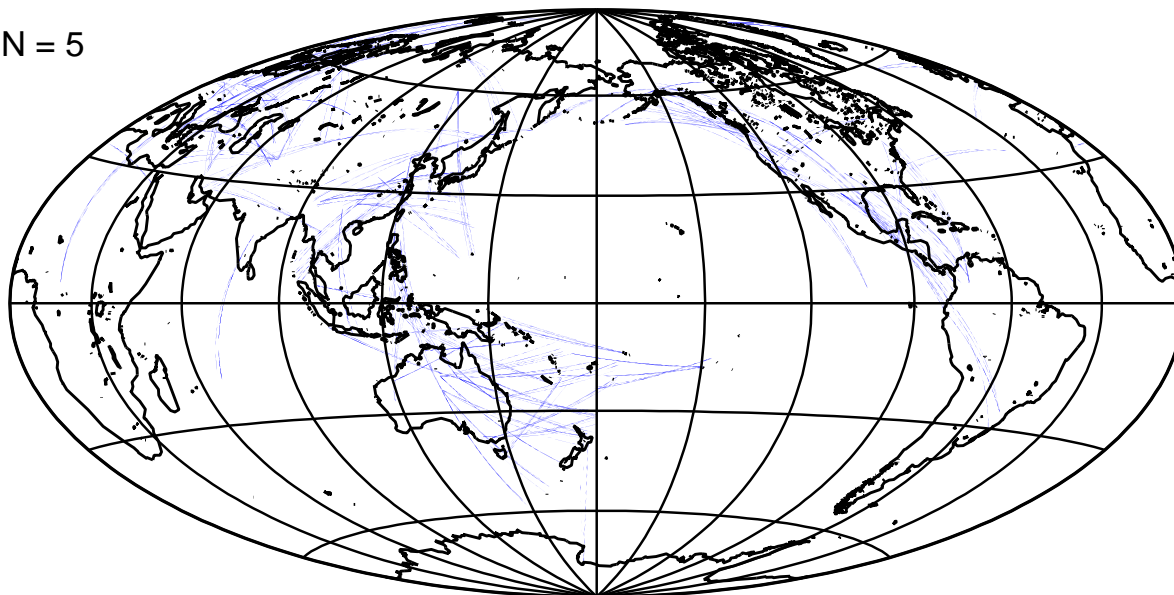
Si l'on applique une projection orthogonale des données sur les M rais résumés (Lebart et al., 1982), on obtient l'égalité suivante :

$$\sum_{j=1}^M \sum_{i=1}^N (\delta t_{j,i} - \overline{\delta t})^2 = \sum_{j=1}^M \sum_{i=1}^N (\delta t_{j,i} - \overline{\delta t_j})^2 + N \sum_{j=1}^M (\overline{\delta t_j} - \overline{\delta t})^2 \quad (2.8)$$

Si l'on pose $\overline{\sigma_{\text{intra}}^2}(M, N) = \frac{1}{M} \sum_{j=1}^M \left(\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (\delta t_{j,i} - \overline{\delta t_j})^2 \right)$ et que l'on divise l'équation (2.8) par MN, on obtient :

Trajets des rais PcP

N = 5



N = 20

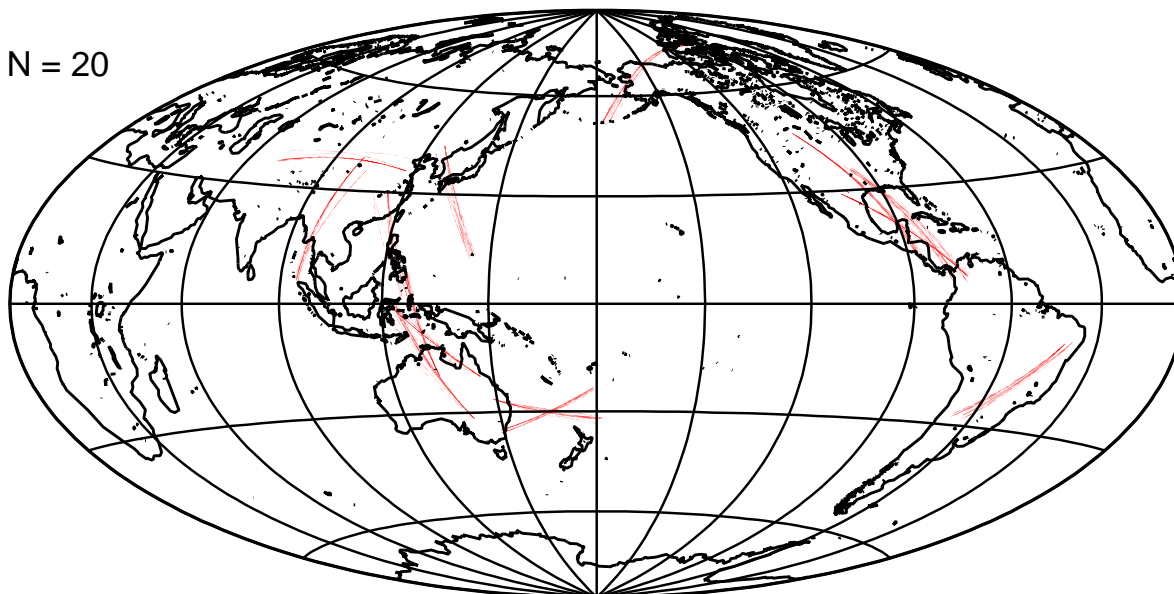


FIG. 2.12: Trajets des rais inclus dans les rais résumés comportant exactement 5 rais (en haut) et 20 rais (en bas), pour le jeu de données PcP2.

$$\sigma_{\text{total}}^2(M, N) = \overline{\sigma_{\text{intra}}^2}(M, N) + \sigma_{\text{N}}^2(M, N) \quad (2.9)$$

avec $\sigma_{\text{total}}^2(M, N)$ l'estimation de la variance totale des rais sélectionnés, $\overline{\sigma_{\text{intra}}^2}(M, N)$ l'estimation de la valeur moyenne des variances à l'intérieur des rais résumés et $\sigma_{\text{N}}^2(M, N)$ l'estimation de la variance des résidus composites. On fait apparaître explicitement la dépendance en M et N des différents termes car il ne s'agit que d'estimations de la variance. Si l'on suppose que ni la variance totale des résidus ni la variance à l'intérieur des rais résumés ne dépendent de N, c'est à dire de la densité de rais, lorsque M et N tendent vers l'infini on obtient :

$$\sigma_{\text{total}}^2 = \overline{\sigma_{\text{intra}}^2} + \sigma_{\text{inter}}^2 \quad (2.10)$$

avec σ_{inter}^2 la variance entre les rais résumés vers laquelle tend $\sigma_{\text{N}}^2(M, N)$ lorsque M et N tendent vers l'infini. Mais les estimations des variances sont des estimations biaisées. L'espérance mathématique des estimations diffère donc de la variance pour M et N infinis. En utilisant les équations (2.9) et (2.10), et remplaçant les espérances mathématiques des estimations biaisées par leur valeur (Lebart et al., 1982) on obtient :

$$E\left(\sigma_{\text{N}}^2(M, N)\right) = E\left(\sigma_{\text{total}}^2(M, N)\right) - E\left(\overline{\sigma_{\text{intra}}^2}(M, N)\right) = \sigma_{\text{inter}}^2 + \frac{\overline{\sigma_{\text{intra}}^2}}{N} - \frac{\sigma_{\text{total}}^2}{MN} \quad (2.11)$$

avec $E()$ espérance mathématique sur l'ensemble des MN rais. L'équation (2.11) nous permet donc modéliser le terme σ_{N} par une courbe de la forme suivante :

$$\sigma_{\text{N}}^2 = \sigma_{\text{C}}^2 + \frac{\sigma_{\text{R}}^2}{N} \quad (2.12)$$

On peut donc identifier le terme σ_{C}^2 à la variance entre les rais résumés et le terme σ_{R}^2 à la valeur moyenne de la variance à l'intérieur des rais résumés, si l'on néglige le terme $\frac{\sigma_{\text{total}}^2}{MN}$ en supposant que le facteur $\frac{1}{MN}$ est du deuxième ordre. Cette étude théorique nous permet donc de mieux comprendre les origines des parties cohérentes (σ_{C}^2) et incohérentes (σ_{R}^2) du signal, sous la condition que ces deux paramètres ne dépendent pas de la densité de rais à l'intérieur des rais résumés.

2.3.2 Algorithme

La section précédente a présenté le principe et le support théorique de l'analyse stochastique. Cependant, pour pouvoir appliquer cette méthode, il est nécessaire de se pencher sur les hypothèses statistiques sous-jacentes afin de mettre au point un algorithme qui corrige au mieux la faiblesse de certaines hypothèses. La validité de l'équation (2.11) repose sur une limite lorsque le nombre de rais par rai résumé (N) et le nombre de rais résumés avec exactement N rais (M_{N}) tendent vers l'infini. Or les valeurs de N et M_{N}

sont dans notre cas typiquement comprises entre 2 et 1000. Une réponse à ce problème pourrait être d'éliminer les données correspondant à $N < 10$ et $M_N < 10$. Mais on perdrait alors la grande majorité des données.

La solution choisie pour le paramètre N est de garder les données jusqu'à $N=2$, même si la validité statistique des points de la courbe σ_N^2 pour $N < 10$ peut être remise en question. Les raisons de ce choix sont: d'une part que les rais résumés pour $N < 10$ couvrent une grande partie de la surface de l'interface noyau-manteau, donc apportent une information globale sur la topographie de l'interface noyau-manteau; d'autre part, les points pour $N < 10$ n'auront qu'un faible effet sur la détermination de la partie cohérente du signal lors de l'ajustement de la courbe de σ_N^2 . Pour le paramètre M_N , on choisit une valeur minimale M_{inf} et on complète les groupes de rais résumés pour lesquels $M_N < M_{\text{inf}}$ par des rais résumés possédant plus de N rais auxquels on retire le bon nombre de rais. Ceci est réalisé de façon à ce que les données restent indépendantes: un rai résumé n'intervient qu'une seule fois dans le calcul de σ_N^2 . Fixer une valeur minimale pour le paramètre M_N présente deux avantages majeurs. D'abord la validité statistique du calcul de σ_N^2 est améliorée, ensuite une couverture minimale de la surface de l'interface noyau-manteau est assurée pour tout N .

Le choix arbitraire de la position de la grille sur laquelle sont réalisés les rais résumés est aussi une hypothèse forte. Pour éviter les biais dus à ce choix, les valeurs de σ_N^2 sont calculées pour 18 positions de grille différentes, puis moyennées sur les 18 valeurs obtenues. Enfin, pour assurer la validité de l'équation (2.12) il faut que les paramètres σ_C^2 et σ_R^2 soient indépendants de N , c'est à dire que les parties cohérentes et incohérentes du signal soient indépendantes de la densité de rais. Les parties cohérentes et incohérentes du signal peuvent être significativement différentes entre les séismes aux dorsales océaniques (faible densité de rais, moins d'hétérogénéités sous la région source) et les séismes aux zones de subduction (forte densité de rais, plus d'hétérogénéités sous la région source). Mais, pour les phases du noyau, les données sont très fortement dominées par les séismes aux zones de subduction. Cet effet n'est donc pas pris en compte. De plus, il n'y a aucune raison de penser que les hétérogénéités du manteau inférieur et la topographie de l'interface noyau-manteau soient corrélées à la densité de rais. Donc, les paramètres σ_C^2 et σ_R^2 sont indépendants de la densité de rais.

L'algorithme 1 résume la méthode d'analyse stochastique employée pour chaque phase du noyau à chaque taille de grille θ . La taille de la grille, sur laquelle sont réalisés les rais résumés, peut être comparée à la taille d'un pixel sur une image. En effet, le signal cohérent obtenu pour une taille de grille θ inclura les hétérogénéités de tailles supérieures à θ , alors que le signal incohérent comprendra le signal aléatoire (fausses détections, erreurs de localisation des séismes...) et les hétérogénéités de tailles inférieures à θ .

La figure 2.5 donne des exemples d'ajustement de la courbe de $\overline{\sigma_N^2}$ pour les phases PcP2, PKPbc et PKKPbc. La qualité de l'ajustement dépend essentiellement de l'erreur

Algorithm 1 Algorithme de la méthode d'analyse stochastique.

for(grille=1,18)

N=1

while($N < N_{max}$)

N=N+1

N₀=NCalcul des résidus composites $\{\overline{\delta t_j^{(N_0)}}\}$ $M_{N_0} = M_N$ **while**($M_{N_0} < M_{inf}$)Retrait de (N+1-N₀) rais au hasard à tous les rais résumés, $\{\overline{\delta t_k^{(N+1)}}\}$ Calcul des résidus composites $\{\overline{\delta t_k^{(N_0)}}\}$ $\{\overline{\delta t_l^{(N_0)}}\} = \{\overline{\delta t_j^{(N_0)}}\} + \{\overline{\delta t_k^{(N_0)}}\}$ $M_{N_0} = M_{N_0} + M_{N+1}$

N=N+1

end whileCalcul de $\sigma_{N_0}^2(grille)$ **end while****end for****for**(N=2,N_{max})Calcul de $\overline{\sigma_N^2}$, moyenne des $\sigma_N^2(grille)$ **end for**Inversion de σ_C^2 et σ_R^2 par ajustement par moindres carrés de la courbe de $\overline{\sigma_N^2}$ **end**

sur le paramètre σ_N^2 . Ainsi la précision obtenue sur les paramètres σ_C^2 et σ_R^2 décroît avec le nombre de données de chaque phase du noyau.

2.3.3 Test de la méthode d'estimation stochastique

La variance de la topographie de l'interface noyau-manteau σ_{cmb}^2 a été estimée par l'analyse stochastique selon la formule (2.4). Cette analyse donne une estimation de la variance de la topographie à différentes longueurs d'ondes, mais elle ne renseigne pas sur la distribution de la topographie. Pour valider notre méthode d'analyse et quantifier l'effet de la distribution de la topographie sur la variance estimée, des données synthétiques de la phase PKKPbc ont été produites pour différents modèles de topographie de l'interface et analysées par la méthode stochastique. Pour chaque donnée PKKPbc, un temps de propagation synthétique est obtenu en ajoutant la perturbation au premier ordre du temps de propagation par la topographie du modèle au point de réflexion sous l'interface, et un bruit gaussien de variance $\sigma_{R\text{-PKKPbc}}^2$. Ainsi, l'effet de la topographie n'est inclu qu'au sens de la théorie des rais, et les données synthétiques ne tiennent pas compte de la zone de Fresnel de l'onde PKKPbc au point de réflexion sous l'interface. De plus, l'effet de la topographie aux points de transmission n'est pas inclu à cause du temps de calcul prohibitif que nécessite la production d'un grand nombre de données PKPbc synthétiques. Les données PKKPbc synthétiques sont ensuite traitées par la méthode stochastique, puis la variance de la topographie est estimée selon la formule: $\sigma_{C\text{-PKKPbc}}^2 = S_{\text{underside}} \sigma_{\text{cmb}}^2$, pour chaque valeur du paramètre θ et chaque modèle topographique. Afin de voir l'effet de la distribution de la topographie sur la variance obtenue, on a testé différent types de topographies. D'une part des topographies synthétiques similaires à celle présentée à la figure 2.9.a avec des amplitudes de ± 2 , ± 3 et ± 4 km. D'autre part, les modèles sismologiques de la topographie de l'interface noyau produits par Morelli et Dziewonski (1987), et Doornbos et Hilton (1989).

Les résultats obtenus sont présentés sur la figure 2.13.a. Pour les modèles de topographie en damier, l'écart type de la topographie est de l'ordre de l'amplitude de la topographie du modèle d'entrée, ce qui est attendu pour une distribution bimodale de la topographie. L'écart type estimé diminue légèrement lorsque le paramètre θ augmente, traduisant ainsi la diminution du signal topographique avec la longueur d'onde. Cette faible décroissance peut être expliquée par le fait que la longueur d'onde prédominante du modèle de topographie en damier selon l'harmonique S_{10}^6 est de l'ordre de 3600 km. La décroissance de la courbe est plus importante pour les données réelles que pour les modèles à grandes longueurs d'ondes. On en conclut que le signal topographique de l'interface noyau-manteau est principalement à courtes longueurs d'ondes. Pour les modèles sismologiques de l'interface noyau-manteau, on observe une faible dépendance en θ car la topographie n'a pas de signal pour des longueurs d'ondes inférieures à 4000

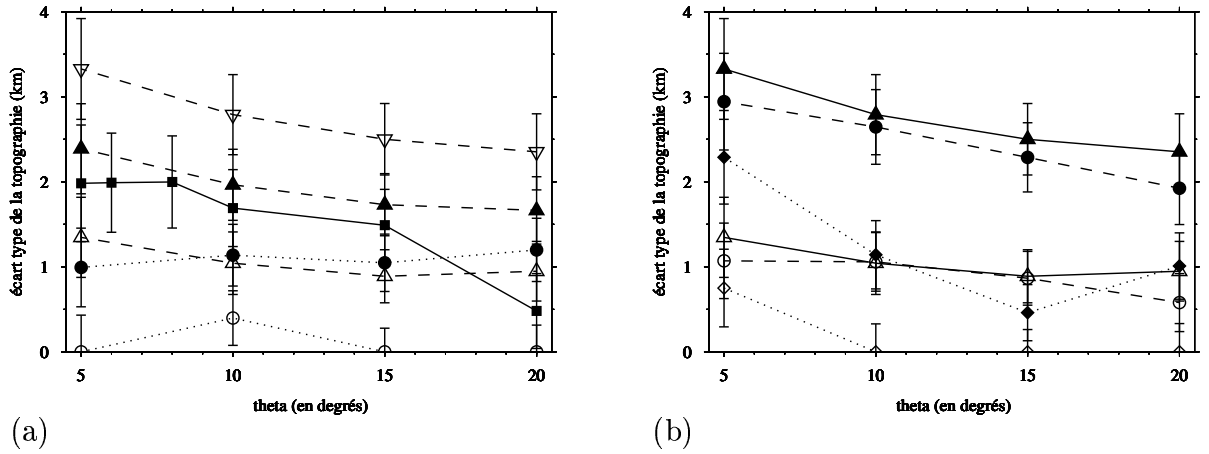


FIG. 2.13: (a) Ecart type de la topographie de l'interface noyau-manteau σ_{cmb} (en km) en fonction du paramètre θ (en degrés), obtenu par analyse stochastique des données synthétiques pour les modèles de topographie en damier de l'harmonique sphérique S_{10}^6 (tirets) d'amplitude ± 2 km (triangles vides), ± 3 km (triangles pleins) et ± 4 km (triangles inversés); et les modèles sismologiques (traits pointillés) de Morelli et Dziewonski (1987) (cercles pleins) et Doornbos et Hilton (1989) (cercles vides). L'estimation obtenue pour le jeu de données E.H.B. est aussi représentée (trait plein et carrés). (b) Ecart type de la topographie de l'interface noyau-manteau σ_{cmb} en fonction du paramètre θ , obtenu par analyse stochastique des données synthétiques pour les modèles de topographie en damier des harmoniques sphériques S_{10}^6 (triangles, trait plein), S_{20}^{12} (cercles, tirés) et S_{40}^{24} (losanges, pointillés), et pour des amplitudes de ± 2 km (symboles vides) et ± 4 km (symboles pleins). On note la forte décroissance de σ_{cmb} avec θ pour les modèles associés à S_{40}^{24} dont la longueur d'onde des variations topographiques est de l'ordre de 800 km.

km (harmoniques sphériques jusqu'à l'ordre 5). L'écart type obtenu est de l'ordre de 1 km pour le modèle de Morelli et Dziewonski (1987). Cette valeur est faible, comparée à une amplitude maximale de 6 km. Ceci peut être expliqué par la difficulté de retrouver les grandes longueurs d'ondes de la topographie avec l'échantillonnage partiel du jeu de données PKKPbc. Pour le modèle de Doornbos et Hilton (1989), l'estimation est de l'ordre de 0 km, car au problème évoqué précédemment s'ajoute le fait que ces auteurs ont aussi utilisé des données PKKP. La topographie est donc faible, car fortement contrainte, dans les régions échantillonnées par les données PKKPbc. Le signal topographique n'est donc pas séparable du bruit des données.

Afin de mieux quantifier l'effet de la longueur d'onde de la topographie sur l'estimation de sa variance, un test similaire a été réalisé pour des modèles de topographie en damier avec des longueurs d'ondes différentes. Les modèles testés correspondent aux topographies en damier selon les harmoniques sphériques S_{10}^6 , S_{20}^{12} et S_{40}^{24} , respectivement de longueurs d'ondes 3600 km, 1800 km et 900 km, et d'amplitudes ± 2 km et ± 4 km. L'écart type de la topographie σ_{cmb} obtenu est représenté sur la figure 2.13.b en fonction du paramètre θ . Pour des amplitudes égales, les estimations des modèles S_{10}^6 et S_{20}^{12} présentent une faible dépendance en θ , car les longueurs d'ondes sont supérieures au domaine de variation de θ (5-20° ou 300-1200 km). L'écart type obtenu pour le modèle S_{40}^{24} décroît fortement avec θ , car les courtes longueurs d'ondes de la topographie sont moyennées aux grandes valeurs de θ . Ce test montre donc que la décroissance observée pour l'écart type de la topographie de l'interface noyau-manteau s'explique par un fort signal topographique à courtes longueurs d'ondes ($\lambda < 900$ km, ou $\theta < 15^\circ$). On constate aussi sur la figure 2.13.b, que plus la longueur d'onde est petite, plus l'estimation de la topographie est faible, car les zones frontières entre les cases du damier sont plus nombreuses et le processus de moyenne sur ces zones donne une topographie nulle.

Les tests synthétiques montrent donc que la méthode d'analyse stochastique permet d'estimer les variations topographiques pour des longueurs d'ondes inférieures à 4000 km, mais l'échantillonnage partiel des données PKKP limite la résolution des plus grandes longueurs d'ondes. Les longueurs d'ondes inférieures à 300 km ne sont pas détectées par la méthode. Cependant, la décroissance de l'écart type de la topographie de l'interface noyau-manteau avec le paramètre θ , dans l'intervalle de longueurs d'ondes 300 à 1200 km, traduit bien une prépondérance de la topographie aux longueurs d'ondes inférieures à 900 km. La variance de la topographie est généralement sous-estimée à cause de la difficulté de résoudre toutes les longueurs d'onde.

2.4 Etude de la phase PKKP

2.4.1 Intérêt pour la détermination de la topographie

Les études précédentes de la topographie de l'interface noyau-manteau à grandes longueurs d'ondes ($\lambda \geq 3000$ km) par inversion des temps de propagation des phases du noyau ont rarement utilisé les données relatives à la phase PKKP. La seule étude incluant cette phase est celle de Doornbos et Hilton (1989). La principale raison de ce désintéressement pour la phase PKKP est que cette phase est peu répertoriée dans les bulletins de temps d'arrivée. En effet, cette onde a une amplitude très faible et n'est détectable qu'à hautes fréquences. La présence de précurseurs à cette phase (Chang et Clearly, 1978; Clearly, 1981; Earle et Shearer, 1997) augmente aussi la proportion des erreurs de lecture du temps d'arrivée et risque de produire un biais dans la base de données. De plus, la focalisation et la défocalisation de l'énergie de l'onde lors de la réflexion sous l'interface noyau-manteau (Doornbos, 1980; Redkal et Doornbos, 1992) fait varier significativement l'amplitude de l'onde. En conséquence, les phases PKKP détectées peuvent correspondre majoritairement à des ondes focalisées au point de réflexion sous l'interface noyau-manteau, réduisant ainsi la variance des résidus de temps de propagation. Cependant, l'influence de cet effet est difficile à quantifier. La conjugaison d'un faible nombre de données disponibles et la présence attendue d'un fort bruit aléatoire et/ou systématique dans la base de temps d'arrivées a donc amené les auteurs à négliger ces données. Il est tout de même intéressant de noter que les seuls auteurs qui ont inclu la phase PKKP dans leur inversion (Doornbos et Hilton, 1989) ont obtenu l'estimation de l'amplitude de la topographie la plus faible (± 4 km) parmi tous les résultats publiés.

Malgré le bruit et le faible nombre de données, la phase PKKP est capitale pour la détermination de la topographie de l'interface noyau-manteau, car elle apporte beaucoup plus d'information que les autres phases du noyau. En effet, pour l'étude de la topographie d'une interface il est nécessaire d'avoir des données dans lesquelles l'effet de cette topographie est prépondérant, ainsi que de pouvoir séparer les variations topographiques des variations des vitesses sismiques sur et sous l'interface. Or, la phase PKKP à l'avantage de répondre bien mieux à ces deux conditions que les autres phases du noyau.

Le tableau 2.5 détaille l'influence de valeurs réalistes de la topographie et des hétérogénéités de vitesse dans la couche D'' sur le temps de propagation des phases du noyau. La perturbation dT due à une hétérogénéité de vitesse $\frac{dV}{V}$ sur une longueur δs_0 du trajet du rai s'exprime par

$$dT = -\frac{\delta s_0}{V(s_0)} \frac{dV}{V}(s_0) = -\delta t(s_0) \frac{dV}{V}(s_0) \quad (2.13)$$

avec $\delta t(s_0)$ temps de propagation de l'onde sur la longueur δs_0 .

La perturbation dT due à une variation $\frac{\delta r}{r}$ de la forme d'une discontinuité de vitesse s'exprime par (Dziewonski et Gilbert, 1976)

$$dT = -\left(\frac{\delta r}{r}\right)\{(\eta_+^2 - p^2)^{\frac{1}{2}} - (\eta_-^2 - p^2)^{\frac{1}{2}}\} \quad (2.14)$$

pour un rai transmis à la discontinuité, et

$$dT = \mp 2\left(\frac{\delta r}{r}\right)(\eta_{\pm}^2 - p^2)^{\frac{1}{2}} \quad (2.15)$$

pour un rai réfléchi sur (sous) la discontinuité. Où les indices +/- se réfèrent au dessus/dessous de la discontinuité, $\eta = \frac{r}{v}$, p paramètre du rai, r rayon de la discontinuité, V vitesse des ondes sismiques et δr topographie de la discontinuité. Ces perturbations du temps de propagation des ondes sismiques sont calculées au premier ordre en $\frac{dV}{V}$ (3 % pour la couche D'') et $\frac{\delta r}{r}$ (4 km de topographie).

Perturbation du temps de propagation pour:	PcP réfléchi	PKPbc transmi	PKKPbc transmi	PKKPbc réfléchi
+3% d'hétérogénéités de vitesse dans la couche D''	1.2 s	0.6 s	0.6 s	0 s
une bosse de 4 km sur l'interface noyau-manteau	-0.45 s	+0.3 s	+0.3 s	+0.95 s

TAB. 2.5: Influence des hétérogénéités de vitesse dans la couche D'' et de la topographie de l'interface noyau-manteau sur le temps de propagation des phases du noyau.

Les phases PcP et PKPbc sont approximativement deux fois moins sensibles à la topographie de l'interface noyau-manteau qu'aux hétérogénéités de vitesse dans la couche D''. La phase PKKP est plus sensible à la topographie qu'aux variations de vitesse dans la couche D'', particulièrement au point de réflexion sous l'interface. Cette forte sensibilité est un atout déterminant pour évaluer la topographie de l'interface.

Le deuxième atout de la phase PKKP est de pouvoir séparer sans ambiguïté la topographie de l'interface noyau-manteau des hétérogénéités de vitesse dans la couche D'' au point de réflexion sous l'interface. Alors qu'avec les autres phases du noyau, il faut combiner les informations de réflexion (PcP) et de transmission (PKP) sur une même région de l'interface pour pouvoir séparer la topographie des hétérogénéités de vitesse. Donc, le temps de propagation de la phase PKKP contraint fortement la topographie de l'interface noyau-manteau au point de réflexion de l'onde sous l'interface.

Enfin, le contenu fréquentiel de la phase PKKP nous renseigne sur l'épaisseur de la transition entre le noyau liquide et le manteau. En effet, lors de la réflexion de l'onde sous

l'interface noyau-manteau, celle-ci est convoluée par un filtre dont la forme dépend de l'épaisseur de la zone de transition noyau-manteau. Ce filtre est grossièrement un filtre passe bas dont la fréquence de coupure dépend de l'épaisseur de la zone de transition. Les longueurs d'ondes supérieures à cette épaisseur "voient" une discontinuité et sont réfléchies, alors que les longueurs d'ondes inférieures à l'épaisseur de la zone de transition "voient" une zone de transition et sont moins bien réfléchies. Ce phénomène permet de fixer une borne supérieure à l'épaisseur de la zone de transition.

2.4.2 Description par la théorie des rais

Comme la phase PKKP est la phase du noyau qui apporte le plus d'informations sur la topographie de l'interface noyau-manteau, une étude spécifique de cette phase a été réalisée. Le but de cette étude est d'une part de caractériser cette phase (contenu fréquentiel, amplitude...) et d'autre part d'augmenter le nombre de données de temps d'arrivée et la couverture géographique des points réfléchis sous l'interface noyau-manteau.

Comme l'onde PKP, l'onde PKKP possède trois branches AB, BC et DF qui se propagent respectivement dans le tiers supérieur, le tiers inférieur du noyau liquide, et la graine. Cependant, la phase PKKP a un temps de propagation maximum et se propage sur des distances épicentrales excédant 180° . En conséquence, la zone de Fresnel au point de réflexion sous l'interface est deux fois plus grande que celle des phases PKP à l'interface noyau-manteau. Les trajets des trois branches de la phase PKKP sont présentés sur la figure 2.14. L'onde PKKP_{df} est rarement observée car elle est fortement atténuée par son trajet dans la graine. La figure 2.15 présente l'hodochrone de la phase PKKP pour un foyer superficiel. La phase PKKP_{bc} est une première arrivée entre 75 et 125 degrés si l'on exclut la phase PKKP_{df}. Mais elle n'est observable qu'à partir de 80 degrés, car le coefficient de réflexion de l'onde sous l'interface noyau-manteau est très faible pour les distances épicentrales inférieures. En outre, à partir 116 degrés de distance épicentrale, l'écart entre la branche PKKP_{ab} et la branche PKKP_{bc} est inférieur à 5 secondes, les données de la phase PKKP_{bc} sont donc contaminées par la phase PKKP_{ab} au delà de cette distance. De plus, les phases SS et SP coupent les hodochrones de la phase PKKP_{bc} respectivement à 93 et 114 degrés. Les données de temps d'arrivée peuvent donc être contaminées par les fausses détections associées à ces deux phases. Cependant, la confusion avec la phase SS peut être levée car celle-ci a, d'une part, un contenu fréquentiel beaucoup plus basse fréquence que la phase PKKP, et d'autre part, elle n'a pas la même direction de mouvement donc elle apparaît peu sur la composante verticale.

La figure 2.16 donne un exemple des trois phases PKKP_{bc}, PKKP_{df} et PKKP_{ab} pour une distance épicentrale de 108.8° . Cet exemple est exceptionnel car on observe

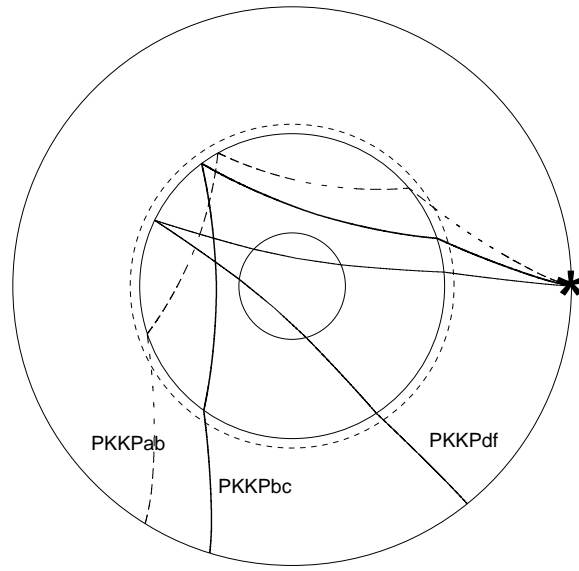


FIG. 2.14: Trajets des trois branches de la phase PKKP à l'intérieur de la Terre. La ligne en pointillés marque la limite de la couche D'' à la base du noyau.

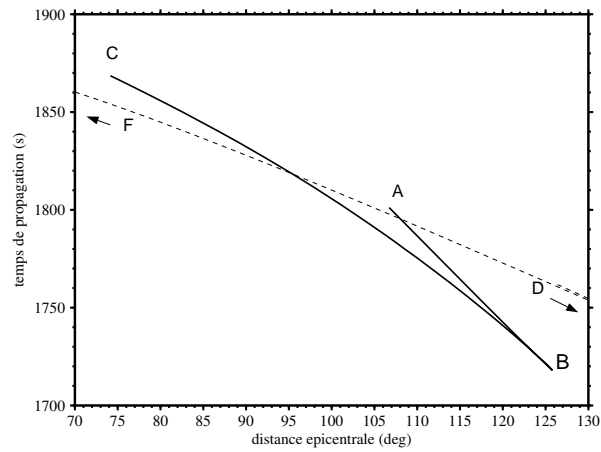


FIG. 2.15: Hodochrone de la phase PKKP pour un foyer superficiel.

rarement l'onde PKKPdf. Un tel rapport signal sur bruit est dû à la fois à la bonne qualité des stations situées sur le bouclier russe et à la forte énergie libérée par le séisme dans la direction du centre de la Terre à une profondeur de 590 km. L'onde PKKP apparaît avec un maximum d'énergie autour de 0.6 Hz et la qualité de l'enregistrement nous permet de reconnaître dans la phase PKKPab la transformée de Hilbert de la phase PKKPbc. On note que l'amplitude de l'onde PKKPdf est beaucoup plus faible que celle des deux autres branches à cause de l'atténuation dans la graine.

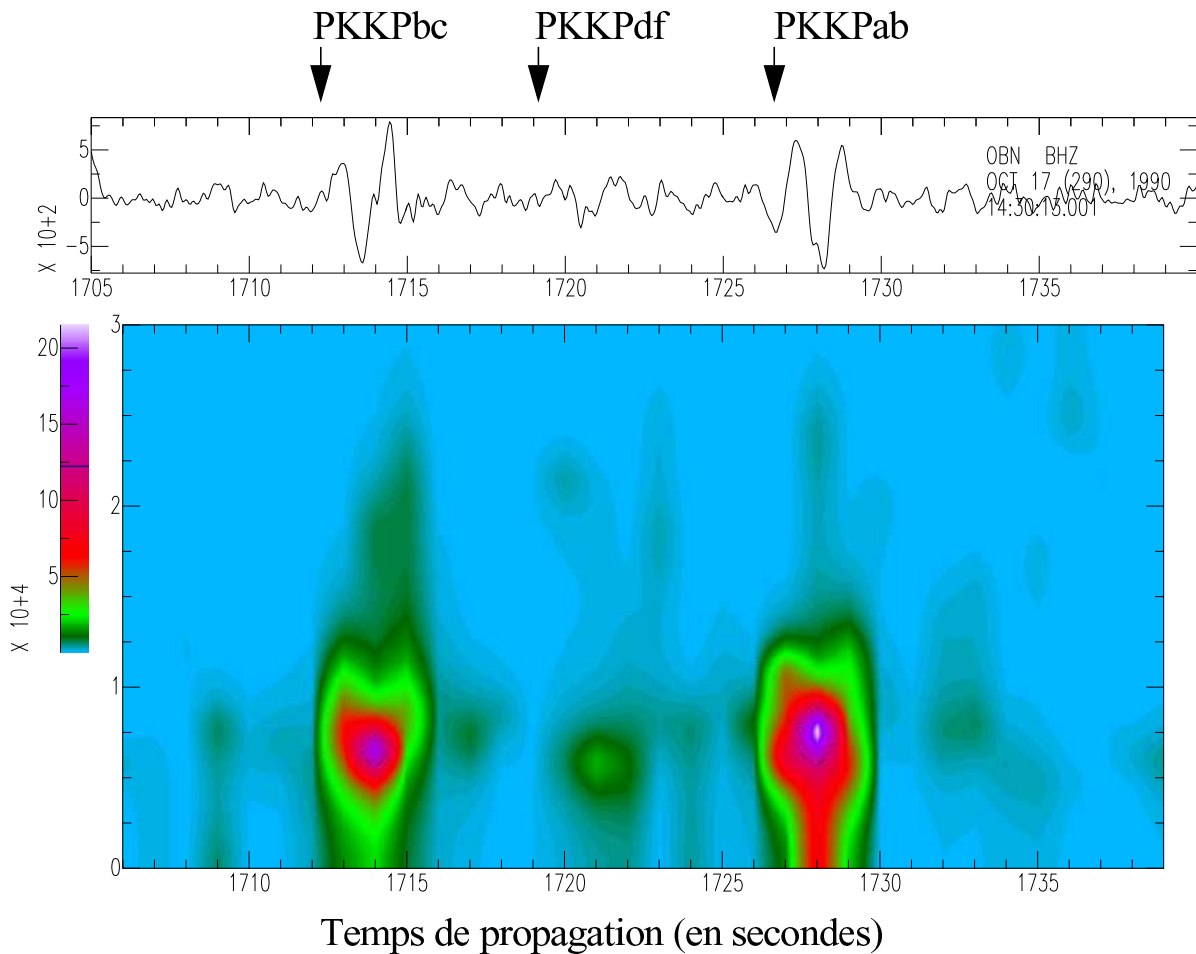


FIG. 2.16: Exemple de sismogramme incluant les trois branches de l'onde PKKP pour une distance épicentrale de 108.8° . Sismogramme enregistré à la station large bande passante OBN en Russie, filtré par un filtre passe haut de fréquence de coupure 0.5 Hz, pour le séisme du 17 Octobre 1990 à 14h30mn13.38s ($M_w=6.5$) au Pérou (11.0°S , 70.7°W) avec une profondeur focale de 590 km. Le spectrogramme associé a été réalisé avec une fenêtre en temps de 2 secondes toutes les secondes. Le temps en abscisse est exprimé en secondes, la fréquence en ordonnée varie sur une échelle linéaire de 0 à 3 Hz, et le code de couleur donne l'énergie fréquentielle.

2.4.3 Temps de propagation

Les temps de propagation des branches AB et DF de la phase PKKP ne sont pas pris en compte dans cette analyse, car ils sont respectivement influencés par les structures de vitesse à la base du manteau et dans la graine. Seule la phase PKKPbc est utilisée pour contraindre la topographie de l'interface. Le fichier E.H.B. constitue une base de données de temps de propagation des ondes (Engdahl et al., 1998). Il répertorie un grand nombre de détections de la phase PKKPbc. Cependant, dans le but d'augmenter le nombre de données, d'améliorer leur distribution géographique et de tester leur niveau de bruit, une collection de temps de propagation pour cette phase a été réunie en plus des données répertoriées dans le fichier E.H.B. La base de temps de propagation recueillie est constituée pour la phase PKKPbc par:

- 34 données collectées par Anthony Qamar (Qamar, 1973).
- 95 données collectées par Robert E. Engdahl (Engdahl, 1968a).
- 130 données mesurées par Raphaël Garcia et Annie Souriau, dont 33 sur les stations du réseau Géoscope et 97 sur les stations du réseau IRIS.

A cette collection viennent s'ajouter 5170 données sélectionnées dans le fichier E.H.B. et dont la valeur absolue des résidus de temps de propagation est inférieure à 10 secondes. Le nombre de données collectées est 20 fois plus faible que le contenu du fichier E.H.B. Les résidus des temps de propagation ont été calculés en retranchant au temps de propagation observé le temps de propagation prédit par le modèle ak135 (Kennett et al., 1995), une correction de l'altitude des stations, et une correction de la figure hydrostatique de la Terre (Dziewonski et Gilbert, 1976; Kennett et Gudmundsson, 1996). Les données proviennent de quatre sources différentes, les temps d'arrivée des phases ont donc été mesurés par différents expérimentateurs. La figure 2.17 compare les histogrammes des résidus.

Si l'on exclut les données de Qamar, qui sont en nombre insuffisant pour avoir une bonne précision sur la valeur moyenne des résidus, les différentes bases de données ont des valeurs moyennes similaires (~ 0.8 s). Cette valeur moyenne traduit un écart significatif au modèle ak135. Les dépouillements manuels de la phase PKKPbc effectués par Qamar, Engdahl et Garcia ont une variance inférieure à celle du fichier E.H.B. Mais la forte variance du fichier E.H.B. est essentiellement due à un grand nombre de détections dont les résidus de temps propagation ont une valeur absolue comprise 5 et 10 secondes. Les largeurs à mi-hauteur des histogrammes associés aux données de Qamar et d'Engdahl sont légèrement inférieures à celles des données de Garcia et du fichier E.H.B. La principale raison est que les points de réflexion des données d'Engdahl échantillonnent essentiellement le Sud de l'Afrique et l'Australie, et celles de Qamar échantillonnent la pointe Sud de l'Amérique, alors que les deux autres jeux de données ont une couverture

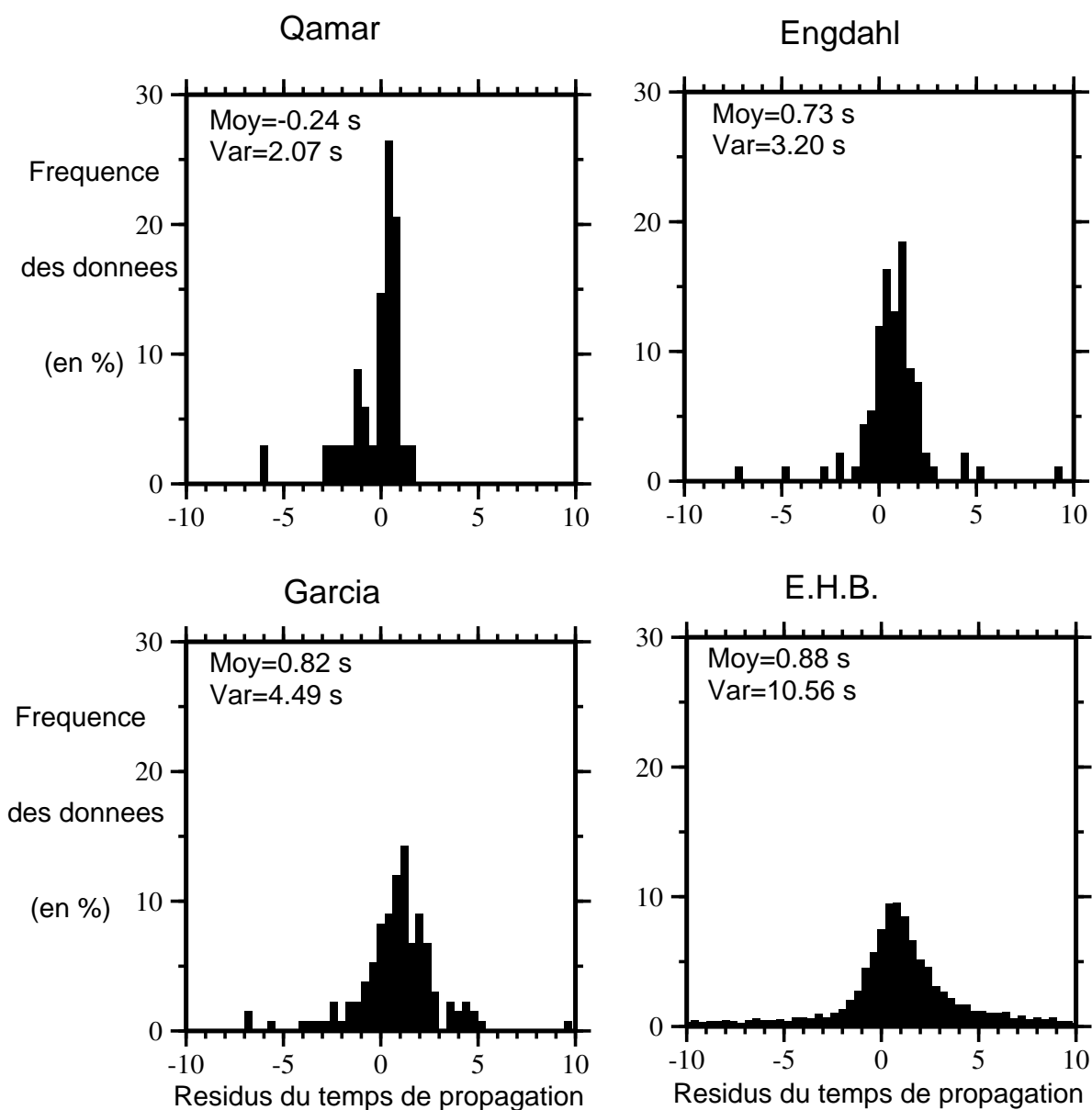


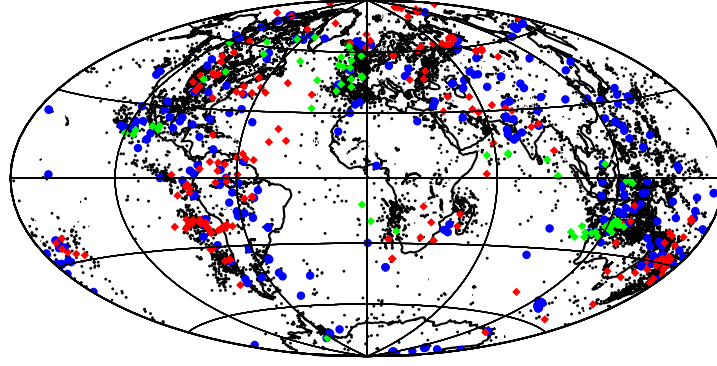
FIG. 2.17: Histogrammes des résidus de temps de propagation de la phase PKKPbc pour les quatre bases de données considérées. La valeur moyenne et la variance des résidus sont notées sur les histogrammes de chaque base de données.

plus globale. Si l'on exclut les résidus de valeur absolue supérieure à 6 secondes, le dépouillement manuel n'a pas permis d'obtenir une variance significativement inférieure à celle du fichier E.H.B. La difficulté de réduire la variance des résidus de la phase PKKPbc, par ajout de données pointées avec une grande précision, peut traduire deux phénomènes: la difficulté de pointer une phase de faible amplitude, ou une variance intrinsèque due à de fortes hétérogénéités sur le trajet de l'onde. L'étude stochastique présentée dans la section 2.3 permet de déterminer les amplitudes relatives de ces deux contributions sur la variance des données du fichier E.H.B. en montrant que le rapport signal sur bruit de l'onde PKKPbc est de l'ordre de $\frac{1}{3.5}$. La distribution géographique des données collectées est présentée sur la figure 2.18. Elle permet de compléter la distribution géographique des données du fichier E.H.B. Mais, comme le nombre de données est 20 fois plus faible, et la précision du même ordre de grandeur, l'ajout de ces données ne change pas significativement les résultats de l'étude de la topographie de l'interface noyau-manteau.

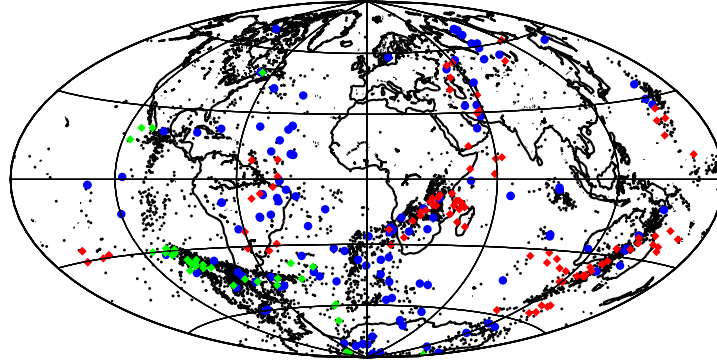
2.4.4 Topographie de l'interface et couche D''

Les modèles géodynamiques du manteau suggèrent une corrélation entre la topographie noyau-manteau et la densité des matériaux à la base du manteau (Forte et Peltier, 1991). Ces modèles proposent généralement des hauts de topographie sous les régions de remonté dynamique de matériaux chauds et peu denses (éventuellement associés aux points chauds), et des bas de topographie sous les régions de descente de matériel froid et dense (croûte océanique subductée jusqu'à l'interface noyau-manteau?). Pour tester cette corrélation, on utilise la forte sensibilité des résidus de temps de propagation de la phase PKKP à la topographie de l'interface au point de réflexion. Les résidus sont corrigés des hétérogénéités de vitesse du manteau par le modèle de Kárason et Van der Hilst (2001). Puis, à chaque donnée est associée la perturbation de vitesse à la base manteau au dessus du point de réflexion sous l'interface. Le modèle utilisé pour la couche située à la base du manteau est celui de Bijwaard et al. (1998). Il est présenté sur la figure 2.19.

Les résidus de PKKP en fonction de la perturbation de vitesse au-dessus du point de réflexion sont présentés sur la figure 2.20. Lorsque les données sont moyennées par intervalles de perturbation de vitesse de 1‰, on note une tendance à l'anticorrélation entre les résidus et les variations de vitesse dans la couche D''. Cette anticorrélation témoigne de la présence d'un signal dû à la topographie dans les résidus de PKKP. De plus, elle s'accorde avec les contraintes géodynamiques, puisque les perturbations de vitesse positives, généralement associées à du matériel froid et lourd, sont corrélées avec des résidus négatifs expliqués par un bas de topographie de l'interface. Réciproquement, les perturbations de vitesse négatives sont associées à des résidus positifs. Cependant,



(a)



(b)

FIG. 2.18: Distribution géographique des points d'interaction de la phase PKKP avec l'interface noyau-manteau pour les différents jeux de données. (a) Points d'entrée et de sortie des rais PKKP dans le noyau, (b) points de réflexion des rais PKKP sous l'interface noyau-manteau. Les données du fichier E.H.B. (points noirs), des études de Engdahl (losanges rouges) et Qamar (losanges verts) et de cette étude (cercles bleus) sont représentées.

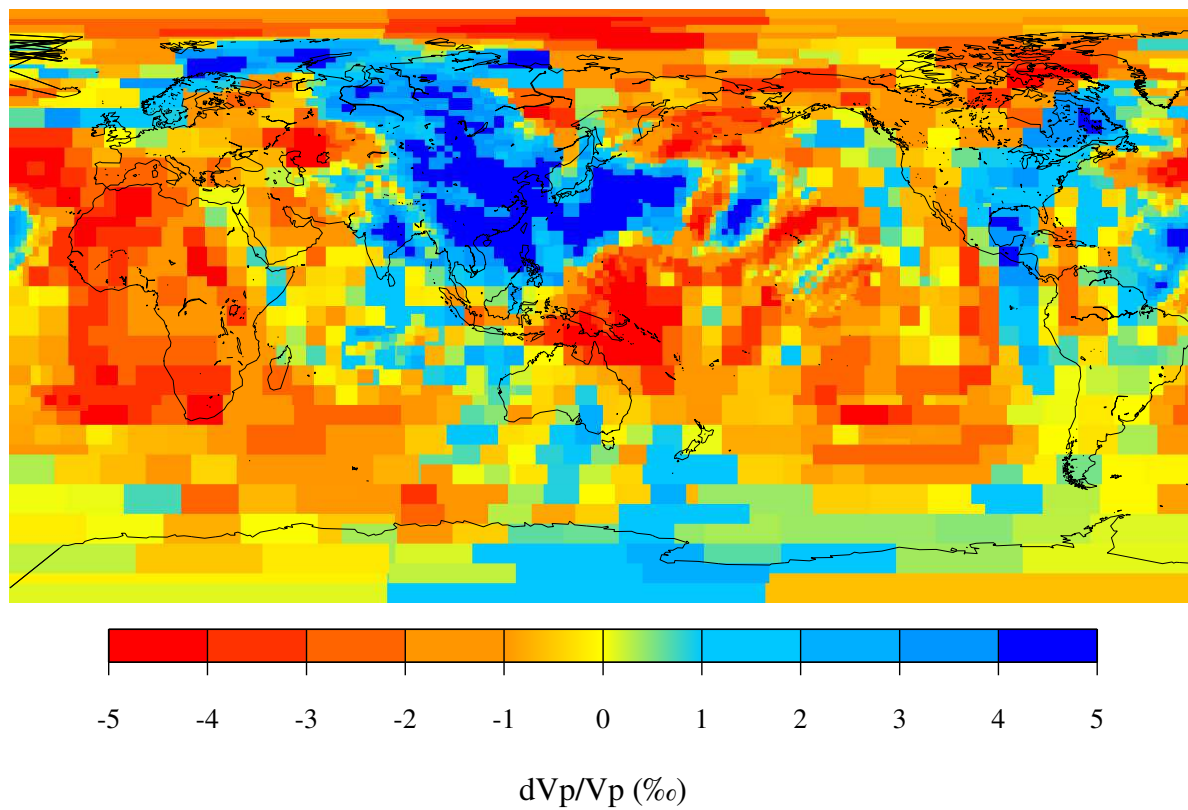


FIG. 2.19: D'après Bijwaard et al. (1998), perturbations de la vitesse des ondes P à la base du manteau (2805 km de profondeur) par rapport au modèle ak135.

la corrélation n'est pas sans ambiguïté, puisque l'interprétation des variations de vitesse en terme de température et densité peut être faussée par la présence d'hétérogénéités chimiques à la base du manteau. De plus, le modèle sismologique de la base du manteau n'inclut pas l'ULVZ et possède une résolution limitée (Bijwaard et al., 1998). Enfin, même si les perturbations de vitesse sont capables de traduire la contrainte statique sur l'interface, la dynamique du manteau exerce une contrainte du même ordre de grandeur qui n'est pas prise en compte ici

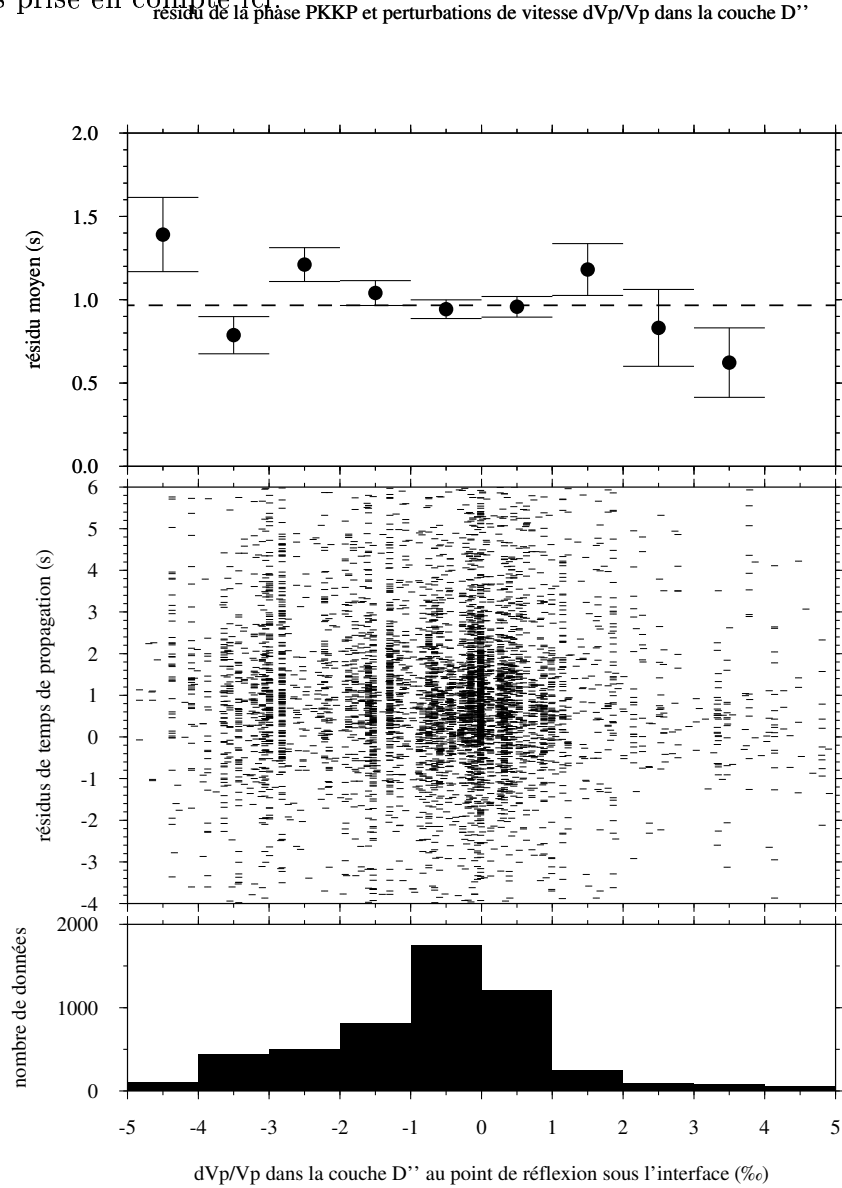


FIG. 2.20: Résidus de temps de propagation de la phase PKKP en fonction des hétérogénéités de vitesse dans la couche D'' au-dessus du point de réflexion de l'onde, pour le modèle de Bijwaard et al. (1998). De haut en bas, résidus moyennés par intervalles de un pour mille, tous les résidus, et histogramme des données.

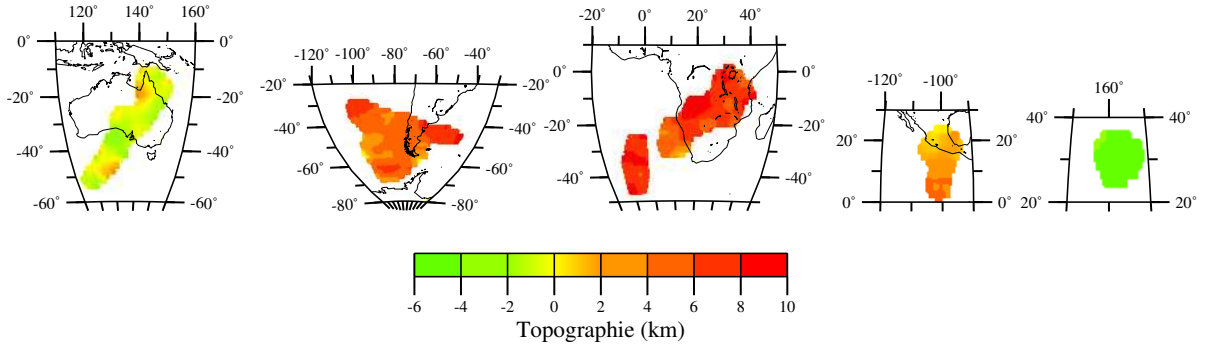
2.4.5 Inversion des données PKKP

On a vu dans les sections précédentes que la phase PKKPbc est fortement sensible aux variations de la topographie au point de réflexion sous l'interface noyau-manteau. Même si la résolution de la topographie est faible pour la plupart de l'interface, nous essayons dans cette partie de déterminer la topographie dans les régions les mieux résolues en utilisant uniquement les données PKKPbc. Ainsi, les résidus de temps de propagation de la phase PKKPbc ont été inversées pour obtenir un modèle de la topographie de l'interface noyau-manteau. Les données sont les résidus des rais PKKPbc présentés à la section 2.4.3. Le modèle est la topographie de l'interface noyau-manteau en cellules d'aires égales et de taille $6^\circ \times 6^\circ$ à l'équateur. L'inversion est réalisée par la méthode des gradients conjugués (Nolet, 1987) sans condition de régularisation portant sur la norme ou le gradient du modèle. On ne conserve dans la solution obtenue que les cellules les mieux déterminées selon 3 critères de sélection:

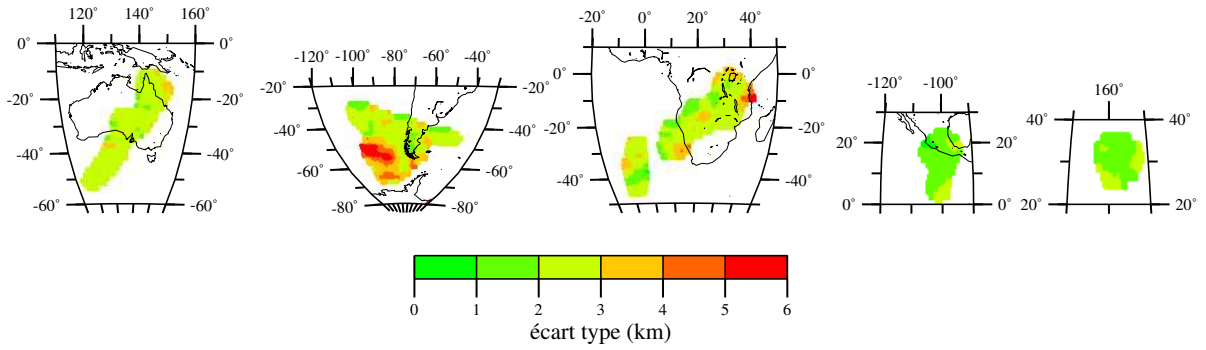
- les cellules échantillonnées par moins de 20 rais différents sont exclues
- les cellules échantillonnées par plus de 80% de rais PKKPbc transmis à l'interface dans la cellule sont exclues
- les cellules échantillonnées uniquement par des points de réflexion sous l'interface ne sont conservées que si le groupe de rais correspondants échantillonne plus de 2 cellules différentes à la fois à l'entrée et à la sortie du noyau.

L'inversion est répétée pour 18 positions différentes de la grille paramétrisant la topographie (taille $10^\circ \times 10^\circ$). Les 18 solutions obtenues sont moyennées sur des cellules de $1^\circ \times 1^\circ$ pour obtenir la solution finale. La variance des différentes solutions pour chaque cellule de $1^\circ \times 1^\circ$ fournit une estimation de la barre d'erreur du modèle de topographie. Cette variance n'est pas une barre d'erreur car les données utilisées dans chacune des 18 inversions ne sont pas indépendantes, mais elle donne une mesure de la stabilité de l'inversion.

Le modèle de la topographie obtenu est présenté sur la figure 2.21 avec l'écart type de la solution. Après sélection des régions les mieux déterminées, on ne conserve que 6% de la surface de l'interface noyau-manteau. Les 5 régions obtenues correspondent aux régions à majorité de points de réflexion sous l'interface noyau-manteau (voir figure 2.18.b), ou aux régions avec la meilleure résolution dans l'inversion de la section 2.2 (voir figure 2.8.b). Même si la majeure partie de la topographie obtenue est dans l'intervalle ± 6 km, celle-ci présente de larges variations (-6 à +10 km) car l'on ne minimise pas la norme du modèle durant l'inversion. L'estimation de la barre d'erreur du modèle, qui caractérise aussi la stabilité de l'inversion, excède généralement ± 2 km. On peut donc supposer qu'en appliquant une condition de régularisation à l'inversion, on obtiendrait des variations topographiques dans l'intervalle déduit de la méthode stochastique (95



(a)



(b)

FIG. 2.21: (a) topographie de l'interface noyau-manteau dans les régions les mieux déterminées par l'inversion. (b) écart type des 18 solutions de la topographie donnant une estimation de la barre d'erreur du modèle, ou une mesure de la stabilité de l'inversion.

% de la topographie dans ± 4 km), et une plus grande stabilité de l'inversion. Des hauts de topographie sont obtenus pour les régions au Sud de l'Afrique et de l'Amérique latine, et des bas de topographie sous l'Australie et à l'Ouest du Japon. Un gradient de topographie apparaît sous l'Amérique centrale.

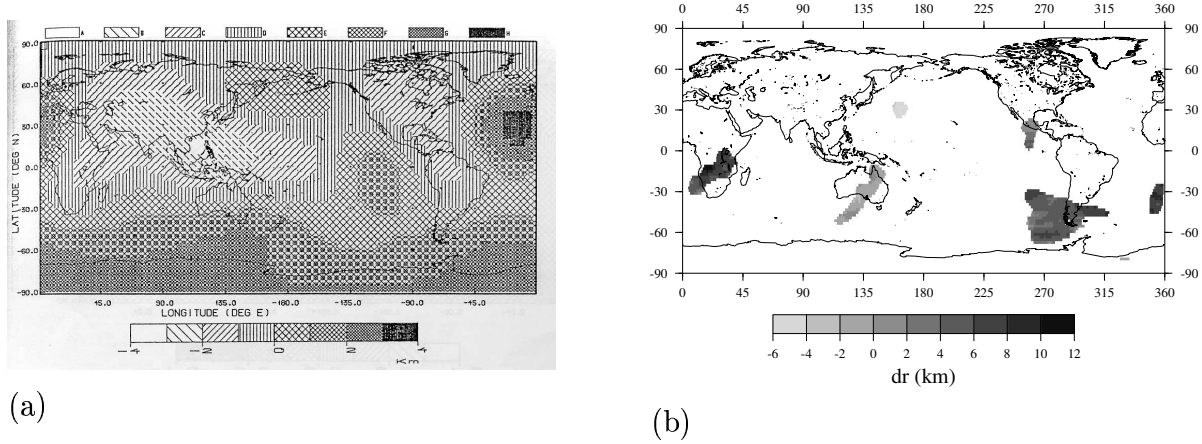
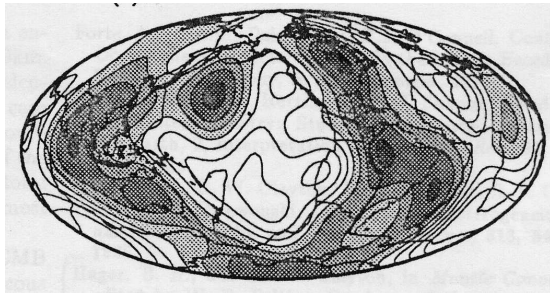


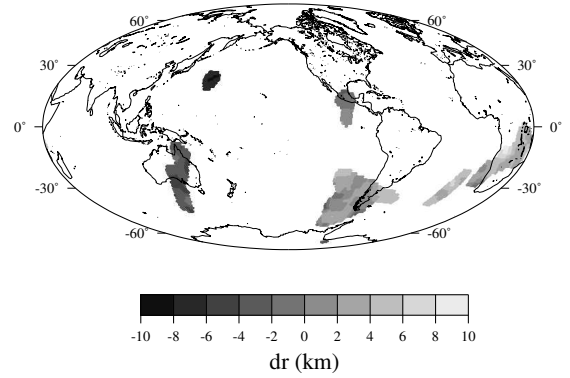
FIG. 2.22: Comparaison entre le modèle de topographie de l'interface noyau manteau de Doornbos et Hilton (1989) (a) et celui déterminé par cette étude (b).

La topographie obtenue est comparée avec celle de Doornbos et Hilton (1989) sur la figure 2.22. Il apparaît que les régions déterminées par notre étude sont des régions où la topographie est faible dans le modèle de Doornbos et Hilton (1989), car leur étude utilise aussi des ondes PKKPbc; donc elle contraint fortement la topographie dans les régions des points de réflexion sous l'interface. On retrouve un haut de topographie sous la pointe Sud de l'Amérique, un bas de topographie à l'Ouest du Japon et un gradient de topographie sous l'Amérique centrale. Mais la corrélation avec le modèle de Doornbos et Hilton (1989) n'est pas bonne pour les régions situées sous l'Afrique et sous l'Australie. Cependant, le nombre de données PKKPbc utilisées par Doornbos et Hilton est 7 fois plus faible que celui de notre étude. Nos résultats sont donc a priori mieux contraints.

Sur la figure 2.23, la topographie de l'interface noyau-manteau obtenue est aussi comparée avec celle de Forte et al. (1995) prédite par un modèle géodynamique du manteau. Les variations topographiques des régions déterminées sont similaires à celles prédites par le modèle de Forte et al., à l'exception notable de la pointe Sud de l'Amérique, qui présente un haut de topographie dans notre modèle pour un bas de topographie dans le modèle de Forte et al. La corrélation de la topographie obtenue avec celle déduite d'un modèle géodynamique du manteau donne une certaine crédibilité à nos résultats.



(a)



(b)

FIG. 2.23: Comparaison entre le modèle de topographie de l'interface noyau manteau de Forte et al. (1995) (topographie dans l'intervalle ± 6 km, les parties grisées correspondent aux hauts de topographie) (a) et celui déterminé par cette étude (b).

2.4.6 Contenu fréquentiel et épaisseur de l'interface noyau-manteau

Le temps de propagation et l'amplitude de la phase PKKPbc sont influencés par la topographie de l'interface noyau manteau (Redkal et Doornbos, 1992), mais le contenu fréquentiel de l'onde n'est que peu influencé par les variations topographiques (Doornbos, 1980). Le contenu fréquentiel de l'onde est modifié par la dépendance fréquentielle du coefficient de réflexion sous l'interface. Le coefficient de réflexion de l'onde dépend de son angle d'incidence sous l'interface noyau-manteau. Pour la branche AB, on observe des réflexions multiples PmKP ($m-1$ réflexions sous l'interface) pour $m > 3$ (Engdahl, 1968b; Adams, 1972), car l'angle d'incidence de l'onde (33.3° à 35.8°) est proche de l'angle critique de réflexion totale (35.8°), et l'amplitude de l'onde augmente avec m à cause de l'atténuation géométrique de la phase (Qamar et Eisenberg, 1974). Le coefficient de réflexion de la branche AB des phases PmKP augmente avec la fréquence, car la phase est proche de l'incidence critique, ce qui implique des diffractions à l'interface (Cormier et Richards, 1976). Cette forte dépendance fréquentielle du coefficient de réflexion limite la détermination de l'atténuation dans le noyau liquide au moyen de la branche AB des phases PmKP (Qamar et Eisenberg, 1974; Tanaka et Hamaguchi, 1996). Pour la branche BC, les réflexions multiples pour $m > 3$ sont rarement observées, car l'angle d'incidence (16.8° à 25.7°) est loin de l'angle critique de réflexion totale (35.8°). Dans cet intervalle d'angle d'incidence, la dépendance fréquentielle du coefficient de réflexion est essentiellement régie par l'épaisseur de l'interface (Richards, 1972; Richards et Frasier, 1976). Ce phénomène peut être décrit brièvement en considérant des cas extrêmes. Si l'épaisseur de l'interface est petite devant la longueur d'onde, l'interface peut être considérée comme une discontinuité du premier ordre, et l'onde est réfléchié selon le coefficient de réflexion prédit par la théorie des rais. Si l'épaisseur de l'interface est

grande devant la longueur d'onde, l'interface peut être considérée comme une succession de deux discontinuités du deuxième ordre, et le coefficient de réflexion sera plus faible. Pour les angles d'incidence loin de l'incidence rasante, le coefficient de réflexion peut donc être grossièrement approximé par un filtre passe bas avec une décroissance asymptotique en f^{-1} aux hautes fréquences (Richards et Frasier, 1976), et une fréquence de coupure de l'ordre de $f_c \approx \frac{V_P}{2L}$ où V_P est la vitesse des ondes P, et L l'épaisseur de l'interface. Cette formulation n'est qu'approximative car la forme du filtre dépend aussi du contraste de vitesse des ondes P et S, et du contraste de densité à l'interface, ainsi que de l'angle d'incidence (Richards et Frasier, 1976).

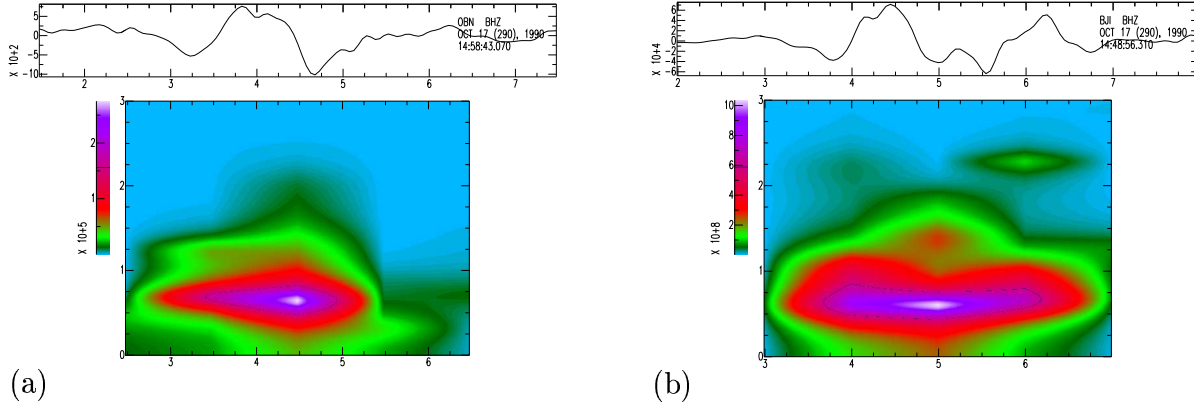


FIG. 2.24: Spectrogrammes des phases PKKPbc (a) et PKPbc (b) ayant un azimuth à la source respectivement de 354° et 215° et enregistrées aux stations OBN et BJI à des distances épacentrales respectives de 251.2° et 150.4° , pour le séisme de magnitude 7.0 du 17 Octobre 1990, à 624 km de profondeur sous le Pérou. Sur chaque spectrogramme, le temps en abscisse est exprimé en secondes, la fréquence en ordonnée varie sur une échelle linéaire de 0 à 3 Hz, et le code de couleur donne l'énergie fréquentielle. Le point de réflexion de la phase PKKPbc sous l'interface noyau-manteau est situé à la latitude -33.06° et la longitude 143.79° . Les données sont filtrées par un filtre passe haut de fréquence de coupure 0.5 Hz.

Afin de donner une borne supérieure à l'épaisseur de l'interface noyau-manteau, le contenu fréquentiel de la phase PKKPbc est comparé à celui de la phase PKPbc pour un même séisme. La figure 2.24 compare le contenu fréquentiel des ondes PKKPbc et PKPbc enregistrées aux stations large bande OBN et BJI pour le séisme de magnitude 7.0, du 17 Octobre 1990, à 624 km de profondeur sous le Pérou. Les hautes fréquences de la phase PKKPbc sont atténuées par rapport à celles de PKPbc au delà de 1.5 Hz. Si l'effet de l'interface sur le coefficient de réflexion de l'onde PKKPbc est approximé par un filtre passe bas, la fréquence de coupure est supérieure ou égale à 1.5 Hz. Si $f_c \geq 1.5$ Hz, on en déduit que $L \leq 3$ km. Ainsi, la comparaison du contenu fréquentiel des deux ondes indique que l'épaisseur de l'interface noyau-manteau au point de réflexion sous l'interface est inférieure à 3 km.

L'épaisseur de l'interface est inférieure à 3 km au point de réflexion de la phase PKKPbc pour l'exemple donné. Cependant, l'épaisseur de l'interface est susceptible de varier, notamment à cause de la présence de la zone à faible vitesse (ULVZ) à la base du manteau. Il faudrait donc disposer d'observations en d'autres parties du globe pour pouvoir donner une signification globale à l'estimation obtenue. La technique présentée ici pourrait servir à valider les modèles de vitesse à la base du manteau en estimant la dépendance fréquentielle du coefficient de réflexion sous l'interface. Mais elle est limitée d'une part par le faible nombre et la faible couverture géographique des données PKKPbc de bonne qualité, et d'autre part par la difficulté de séparer le coefficient de réflexion sous l'interface de la dépendance fréquentielle du facteur de qualité dans le noyau liquide (Tanaka et Hamaguchi, 1996). Une épaisseur de l'interface noyau-manteau inférieure à 3 km au point de coordonnées $(-33.06^\circ; 143.79^\circ)$ est cependant en accord avec l'absence d'une zone à faible vitesse à la base du manteau en ce point du globe (voir figure 1.8.a).

2.5 Conclusion et Discussion

L'étude de la phase PKKP a permis de mettre en évidence une forte influence de la topographie de l'interface noyau-manteau sur le temps de propagation de l'onde. Les temps de propagation de l'onde indiquent une légère déviation par rapport au modèle ak135 car le résidu moyen est de 0.8 s, ainsi qu'une anticorrélation entre la topographie et les hétérogénéités de vitesse dans la couche D'' (les hauts de topographie étant corrélés à des anomalies de vitesse négatives). Une méthode stochastique a été développée pour évaluer les niveaux de bruit et de signal, à différentes longueurs d'ondes, dans les résidus de temps de propagation du fichier E.H.B. Les résultats obtenus pour les différentes phases du noyau ont été utilisés pour l'estimation de la variance de la topographie de l'interface noyau-manteau à différentes longueurs d'ondes. Cette méthode d'estimation permet de quantifier les amplitudes pour les longueurs d'ondes de la topographie entre 300 et 3000 km. Elle est limitée par la taille de la zone de Fresnel des ondes et l'échantillonnage partiel des données PKKPbc. La variance de la topographie est estimée à $3.9 \pm 1.3 \text{ km}^2$ pour les longueurs d'ondes supérieures à 300 km. La forte décroissance de la variance estimée avec la longueur d'onde indique la prépondérance de la topographie aux longueurs d'ondes inférieures à 900 km. L'inversion des données pour obtenir la topographie de l'interface a été testée sur des données synthétiques. Les résultats obtenus montrent que, malgré l'apport de la phase PKKP, le jeu de données actuel ne permet pas de séparer la topographie de l'interface des hétérogénéités de vitesse dans la couche D'' (voir aussi Vasco et Johnson, 1998, figure 6). Il n'est donc pas possible de cartographier la topographie de l'interface noyau-manteau par l'inversion des données de temps de propagation des phases du noyau, sauf pour quelques régions bien échantillonnées par l'onde PKKPbc. Le contenu fréquentiel de la phase PKKPbc peut être utilisé pour es-

timer l'épaisseur de l'interface par comparaison avec la phase PKPbc. Sur un exemple, l'épaisseur de l'interface est estimée inférieure à 3 km.

La variance de la topographie obtenue par l'analyse stochastique et son évolution en fonction de la longueur d'onde contraignent les modèles de convection et de géodynamique du manteau et le couplage topographique entre le manteau et le noyau liquide. Les modèles de géodynamique du manteau relient la topographie de l'interface noyau-manteau à la composition chimique et la viscosité à la base du manteau (Hansen et Yuen, 1989; Forte et al., 1995; Greff-Lefftz et Legros, 1996). Notamment, l'existence d'une zone à faible viscosité dans la couche D'' impliquerait que la topographie a une amplitude plus importante aux courtes longueurs d'ondes qu'aux grandes longueurs d'ondes (Forte et Peltier, 1991). La prépondérance des courtes longueurs d'ondes de la topographie déduite de notre étude est donc un argument en faveur d'une zone de faible viscosité à la base du manteau, même si les très grandes longueurs d'ondes sont mal résolues par notre étude. Le couplage topographique entre le manteau et le noyau a récemment été introduit dans les simulations numériques de la dynamo. Une estimation empirique de l'amplitude du couple topographique a été obtenue (Kuang et Chao, 2001):

$$|\Gamma_{\text{topo}}| \sim \sigma_{\text{cmb}}^2 10^{10} Nm \quad (2.16)$$

Le couple topographique est donc proportionnel à la variance de la topographie. Pour les longueurs d'ondes supérieures à 300 km, notre étude évalue ce couple à 4×10^{16} Nm. Or, pour expliquer les variations décennales de la vitesse de rotation de la Terre, le couple $|\Gamma_{\text{topo}}|$ doit avoir une amplitude de l'ordre de 5×10^{17} Nm (Kuang et Chao, 2001). Le couplage topographique obtenu n'est donc pas suffisant pour expliquer l'échange de moment angulaire entre le manteau et le noyau. Cependant, l'effet des courtes longueurs d'ondes n'est pas pris en compte dans les modèles de dynamique du noyau-liquide donnant le champ de pression à l'interface. Or, les courtes longueurs d'ondes de la topographie ont une contribution importante, et elles sont reliées aux courtes longueurs d'ondes du champ de pression dans le calcul du couple topographique noyau-manteau (Hinderer et al., 1990). Le couple topographique peut donc être sous-estimé par l'absence des courtes longueurs d'ondes dans le calcul. Les autres mécanismes susceptibles d'expliquer l'échange de moment angulaire entre le manteau et le noyau sont les couplages électromagnétique et visqueux. Le couple électromagnétique dépend fortement de la conductivité à la base du manteau qui est très mal connue. Le couple visqueux peut être important si il existe une zone poreuse sous l'interface noyau-manteau (Buffett et al., 2000).

Cette étude de la topographie de l'interface noyau-manteau a donc permis de mieux contraindre certains des paramètres importants pour la modélisation de la dynamique du manteau et le couplage topographique entre le noyau et le manteau. Une meilleure compréhension des mécanismes régis par l'interface passera par un affinement des

modèles sismologiques de la topographie et une inclusion des courtes longueurs d'ondes dans les modèles de la dynamique terrestre.

Chapitre 3

Structure de la graine

3.1 Introduction

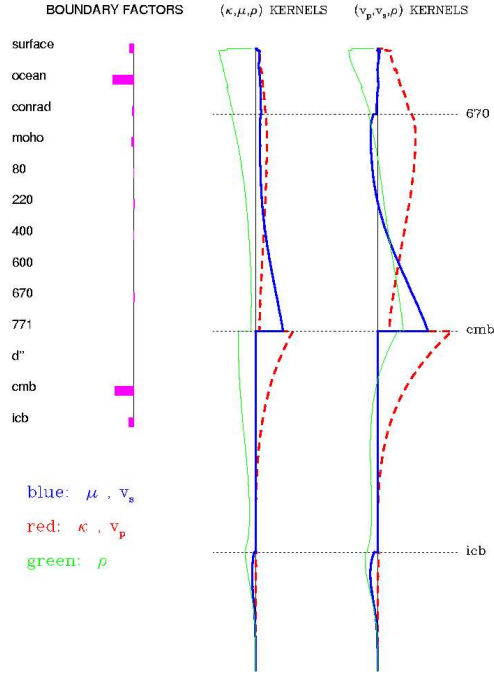
La structure sismologique de la graine est présentée au paragraphe 1.4.8. La structure de vitesse moyenne de la graine présente une anisotropie axisymétrique selon l'axe de rotation de la Terre (Creager, 2000) et des hétérogénéités de vitesse à courtes longueurs d'ondes (Cormier et al., 1998; Vidale et Earle, 2000). De plus, une variation hémisphérique de l'anisotropie entre 200 et 400 km de profondeur dans la graine a récemment été mise en évidence (Tanaka et Hamaguchi, 1997; Creager, 1999). L'hémisphère Ouest (-180° à 40°) présente une anisotropie de $\sim 3\%$ alors que l'hémisphère Est (40° à 180°) n'est que faiblement anisotrope ($\sim 0.5\%$). Cependant, la moyenne isotrope des vitesses est identique pour les deux hémisphères (Creager, 1999), excluant une composition chimique ou une structure cristallographique différente pour les deux structures.

L'anisotropie a été caractérisée et étudiée par différentes méthodes associées à différents types de données. Les modes normaux ayant un noyau de sensibilité non nul dans la graine présentent une forte levée de dégénérescence. L'énergie de ces modes dans la graine est généralement bien inférieure à 10%. Les noyaux de sensibilité du mode ${}_3S_2$ sont décrits par la figure 3.1.a. C'est le mode de la graine qui présente la plus forte levée de dégénérescence, pourtant son énergie dans la graine est faible, proportionnellement à l'énergie totale du mode. La levée de dégénérescence de ces modes peut être partiellement expliquée par l'anisotropie de la graine (Woodhouse et al., 1986; Tromp, 1993).

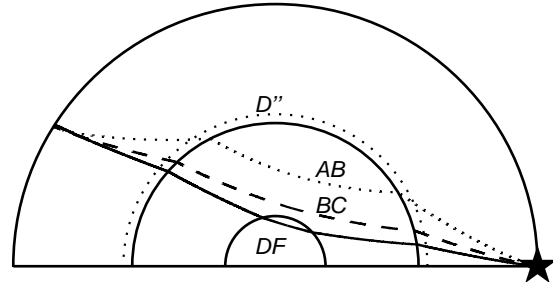
L'étude des temps différentiels de l'onde PKP_{df} par rapport aux ondes PKP_{bc} et PKP_{ab} a permis de montrer des anomalies de temps de propagation traductibles en anisotropie de la graine (Shearer et Toy, 1991; Creager, 1992; Song et Helmberger, 1993; Vinnik et al., 1994; Song, 1996). Les trajets des 3 branches de l'onde PKP sont illustrés sur la figure 3.1.b. Cette technique de temps différentiels permet de réduire les effets dûs à la mauvaise localisation des séismes et aux hétérogénéités de vitesse dans le manteau

car les trois branches de la phase PKP ont des trajets proches dans le manteau. Cependant, les différences de trajets entre l'onde PKP_{df} et les ondes PKP_{bc} et PKP_{ab} sont supérieures à la taille de la zone de Fresnel des ondes à l'interface noyau-manteau (~ 100 km à 1 Hz (Nolet, 1987)). Or, les 200 derniers kilomètres du manteau présentent de fortes hétérogénéités de vitesse. Les temps différentiels peuvent donc être influencés par des anomalies de vitesse à courtes longueurs d'onde à l'interface noyau-manteau (Bréger et al., 1999; Bréger et al., 2000b).

CATAL/3s_catal/3s2 KERNELS OF LOWEST DEGREE



(a)



(b)

FIG. 3.1: (a) noyaux de sensibilité du mode $3S_2$ aux différentes structures de la Terre, d'après Resovsky et Ritzwoller. On note la faible sensibilité du mode à la structure de la graine, qui contraste avec la forte levée de dégénérescence de ce mode due possiblement à l'anisotropie de la graine. (b) trajets des 3 branches de l'onde PKP, DF (trait plein), BC (tirés) et AB (pointillés), pour une distance épacentrale de 149° . Les points de transmission à l'interface noyau-manteau des branches BC et AB sont respectivement éloignés de 340 km et 1350 km du point de transmission de la branche DF.

Outre cette méthode de temps différentiels, des études ont porté sur les bases de temps d'arrivée des ondes recueillies par l'ISC (International Seismological Centre). Dans ce cas, le nombre de données mises en jeu est beaucoup plus grand et le volume de la Terre échantillonné par les données permet de donner une interprétation globale des résultats (Morelli et al., 1986; Shearer et al., 1988; Shearer, 1994; Su et Dziewon-ski, 1995). Cependant ces données sont beaucoup plus bruitées que les données de temps différentiels dépouillées manuellement, et elles peuvent être biaisées par l'évolution

temporelle des conditions d'observation dans les stations sismologiques (Röhm et al., 1999). De plus, ces données sont fortement sensibles aux hétérogénéités dans le manteau.

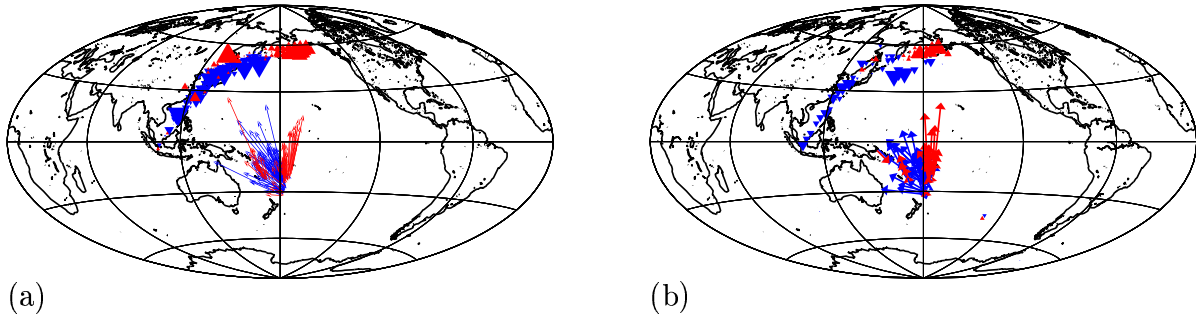


FIG. 3.2: Résidus des rais résumés des phases PKPdf (a) et PKPbc (b), réalisés sur une grille de cellules d'aires égales et de taille $3^\circ \times 3^\circ$ à l'équateur, pour les séismes de la zone Fidji-Tonga enregistrés en Europe, extraits du fichier EHB (Engdahl et al., 1998). Les symboles représentent les résidus au point milieu du rai résumé et sont de taille proportionnelle à la valeur absolue du résidu, triangles bleus inversés pour les résidus négatifs et triangles rouges pour les résidus positifs. Les flèches représentent les azimuts des mêmes rais résumés à l'épicentre, elles sont de tailles proportionnelles à la valeur absolue du résidu et le code de couleur est le même que pour les symboles.

Un exemple de cette sensibilité à la structure du manteau et à la région source est donné par la figure 3.2. Sur cette figure sont représentés les résidus moyens de rais résumés des phases PKPdf et PKPbc pour le modèle ak135 (Kennett et al., 1995). Ils sont calculés sur une grille de cellules d'aires égales et de taille $3^\circ \times 3^\circ$ à l'équateur. Ces rais correspondent à des séismes dans la zone de subduction Fidji-Tonga enregistrés en Europe. La zone Fidji-Tonga est la zone de subduction la plus active du monde et produit un grand nombre de séismes de fortes magnitudes. De plus, la distance épacentrale avec les stations Européennes est idéale pour l'étude des ondes PKP. On dispose donc d'un grand nombre de données pour la phase PKPdf sur ce trajet. Les résidus sont représentés par des symboles de taille proportionnelle au résidu au point milieu du rai, et par des flèches suivant l'azimut du rai à l'épicentre et de taille proportionnelle au résidu du rai. Les zones de résidus positifs ou négatifs au point milieu du rai ne sont pas dues à une quelconque structure de la graine, car ils sont vus à la fois par la phase PKPdf qui traverse la graine, et la phase PKPbc qui a son point le plus bas dans le noyau liquide. Les variations des résidus peuvent être reliées à l'azimut à l'épicentre. En effet, une explication peut être que les rais qui ont un azimut dans la direction de la zone de subduction se propagent dans le guide d'ondes de la plaque descendante avec une vitesse supérieure au milieu environnant (Helffrich et Sacks, 1994). Ils ont donc des résidus négatifs. Au contraire, les rais dont l'azimut n'est pas selon la direction de la plaque ont un résidu positif. On voit que le signal peut être expliqué par la structure de

la région source. Le principal problème dans l'étude de la graine avec ce type de données sera donc de discriminer le signal dû à la graine du signal provenant des autres parties de la Terre.

Dans une première partie, les données de temps de propagation de l'onde PKPdf sont extraites du fichier EHB, et sélectionnées en évitant les biais dûs à l'anisotropie de la graine. Ensuite, ces données sont analysées par une méthode stochastique pour estimer le niveau d'hétérogénéités de vitesse le long des trajets équatoriaux, les moins influencés par l'anisotropie. Puis une inversion conjointe des données du fichier EHB et des temps de propagation différentiels BC-DF est réalisée pour cartographier la dépendance radiale et longitudinale de l'anisotropie dans la graine. Enfin, une méthode d'analyse stochastique est développée et utilisée pour tester différents modèles d'anisotropie de la graine. En conclusion, le modèle obtenu est discuté en regard de la dynamique de la graine.

3.2 Les données utilisées

3.2.1 L'onde PKP

L'onde PKP présente trois branches AB, BC et DF, représentées sur les figures 3.1.b et 3.3. Pour étudier la vitesse des ondes P dans la graine, on utilise la phase PKPdf. Elle traverse la graine avec un trajet quasi rectiligne, car le gradient de vitesse dans la graine est faible. Le temps de propagation de l'onde nous renseigne sur la vitesse de l'onde dans la graine, et la forme d'onde sur le mécanisme à la source et l'atténuation dans la graine. Cette phase est la première arrivée, donc un grand nombre de détections sont reportées dans les bulletins de temps de propagation tels que le fichier EHB.

La phase PKPbc est observable entre 145° et 153° de distance épacentrale. Elle traverse le tiers inférieur du noyau liquide, et est diffractée à la surface de la graine au point C à partir de 153° . La phase PKPbc a la même forme d'onde que la phase PKPdf, mais elle est moins atténuée. Une fois l'atténuation relative corrigée, la similitude entre les deux formes d'ondes permet de mesurer le temps de propagation différentiel entre les deux phases par corrélation de formes d'ondes. Cette technique permet d'atteindre des précisions de l'ordre de 0.15 s sur le temps de propagation différentiel. Cependant, la mesure du temps différentiel n'est possible que si les deux ondes n'interfèrent pas. Cette condition limite l'intervalle de distance épacentrale à 149° - 153° . Dans cet intervalle, la phase PKPdf a son point le plus bas entre 200 et 300 km de profondeur dans la graine. Les temps différentiels BC-DF ne nous renseignent donc que sur les 300 premiers kilomètres de la graine.

La phase PKPab est observable entre 145° et 175° de distance épacentrale. Elle traverse le tiers milieu du noyau liquide, et sa forme d'onde est la transformée de Hilbert des phases PKPbc ou PKPdf. La forme d'onde de la phase PKPab peut être corrélée à celle de

PKPdf par transformation de Hilbert inverse et correction de l'atténuation différentielle entre les deux phases. Un temps de propagation différentiel peut alors être mesuré entre les deux phases avec une bonne précision. Le temps de propagation différentiel AB-DF permet de réduire les erreurs de localisation des séismes, et de pénétrer plus profondément dans la graine que le temps différentiel BC-DF, puisqu'il peut être mesuré jusqu'à des distances épicentrales de 175° . Cependant, les phases PKPab et PKPdf ont des trajets significativement différents dans le manteau (Helffrich et Sacks, 1994), et la phase PKPab est très sensible aux hétérogénéités dans la couche D'' (Bréger et al., 2000b). Les temps différentiels AB-DF seront donc fortement contaminés par la structure de vitesse du manteau.

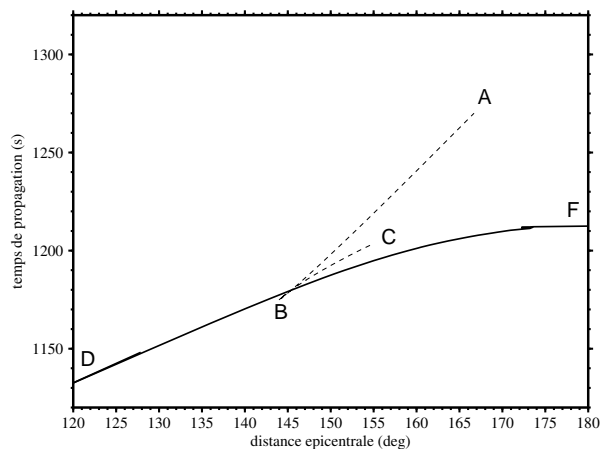


FIG. 3.3: Hodochrone de la phase PKP dans le modèle ak135 (Kennett et al., 1995) pour un foyer superficiel.

3.2.2 Première sélection des données du fichier EHB

La sélection des données a pour but d'éliminer les éventuelles contaminations par des phases autres que PKPdf et aussi d'éliminer les arrivées les moins probables. Cette deuxième raison amène souvent à définir une fenêtre de ± 6 s autour du modèle moyen et hors de laquelle les résidus de temps de propagation seront exclus. Mais, les résidus fortement anisotropes ont une valeur absolue égale à la largeur de la fenêtre. Ainsi la sélection des données ne peut pas être séparée du problème de l'estimation de l'anisotropie, car on a besoin d'un modèle d'anisotropie de la graine pour effectuer correctement la sélection. Ce problème a amené par le passé à une sous estimation de l'anisotropie de la graine à cause d'une fenêtre de sélection trop étroite (Shearer et al., 1988; Shearer et Toy, 1991; Shearer, 1994). Ici la sélection du jeu de données de PKPdf s'effectuera donc en deux temps. Dans un premier temps on effectue une sélection des résidus sans tenir compte

de l'anisotropie de la graine. Ensuite, ce jeu de données est inversé pour obtenir une première estimation de l'anisotropie de la graine. Puis on sélectionne à nouveau un jeu de données en prenant le modèle d'anisotropie obtenu comme modèle de référence, afin de résoudre le problème de la fenêtre de sélection des données.

On élimine d'abord les données dont les résidus de temps de propagation ont une valeur absolue supérieure à 6 secondes. Ensuite, on sépare le jeu de données de PKPdf en 4 parties correspondant à différentes profondeurs de pénétration de l'onde PKPdf dans la graine. La première sélection des données est résumée sur la figure 3.4 et le tableau 3.2. La sélection en paramètres de rai a été faite pour obtenir un nombre de données du même ordre de grandeur à l'intérieur de chaque classe. L'intervalle de paramètre de rai 1.55-1.83 s/° est exclu car les données sont tronquées pour éviter la contamination par les branches AB et BC de l'onde PKP. Une conséquence importante de l'exclusion de cet intervalle est que le jeu de données sélectionné est peu sensible à la structure de la graine entre 60 et 220 km de profondeur. Les inversions de la structure de vitesse de la graine réalisées avec ce jeu de données auront donc une faible résolution à ces profondeurs.

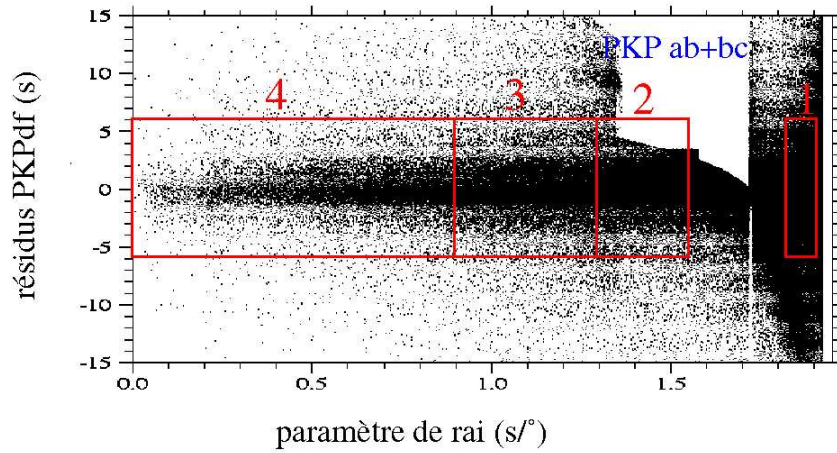


FIG. 3.4: Sélection des données PKPdf sur un diagramme en nuage de points représentant les résidus (en s) en fonction du paramètre de rai (en s/°). Les résidus de valeur absolue supérieure 6 s sont exclus. L'intervalle de paramètre de rai 1.55 s/°-1.83 s/° est exclu car les données sont tronquées pour éviter la contamination par les branches AB et BC de l'onde PKP.

3.2.3 Distribution des données

La distribution des données pour la phase PKPdf dans le fichier EHB est un paramètre très important. En effet, la distribution des séismes et des stations donnent un échantillonnage partiel de la Terre.

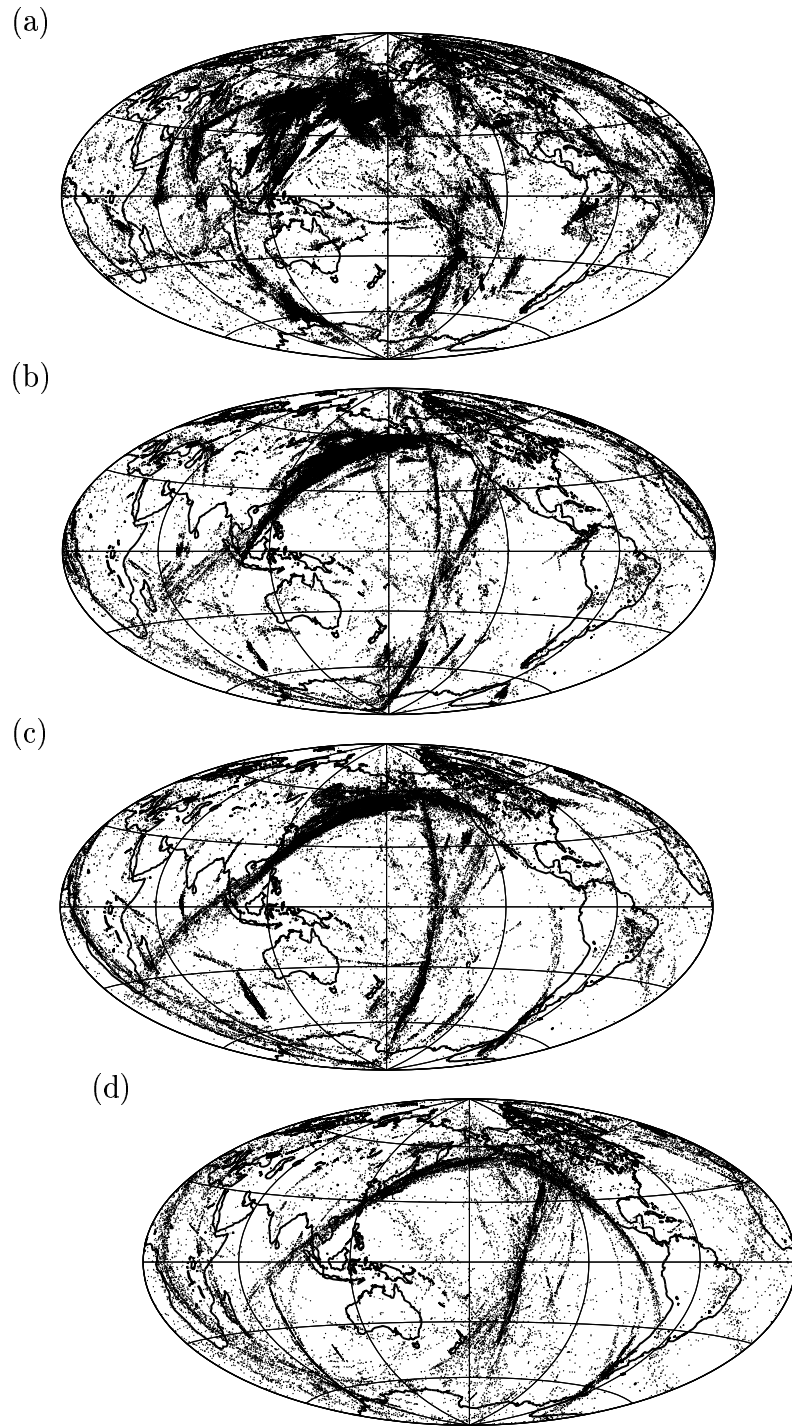


FIG. 3.5: Distribution géographique des points milieux des rais PKPdf pour les jeux de données PKPdf1 (a), PKPdf2 (b), PKPdf3 (c) et PKPdf4 (d).

La figure 3.5 représente les points milieux des rais pour les 4 jeux de données sélectionnés. La graine est bien échantillonnée par les quatres jeux de données, même si les séismes et les stations correspondants à ces trajets ne couvrent qu'une petite partie de la surface terrestre. On peut cependant noter un excès de données pour les jeux PKPdf2 et PKPdf3 correspondant aux séismes de la zone Fidji-Tonga enregistrés en Europe déjà décrits à la section 3.1.

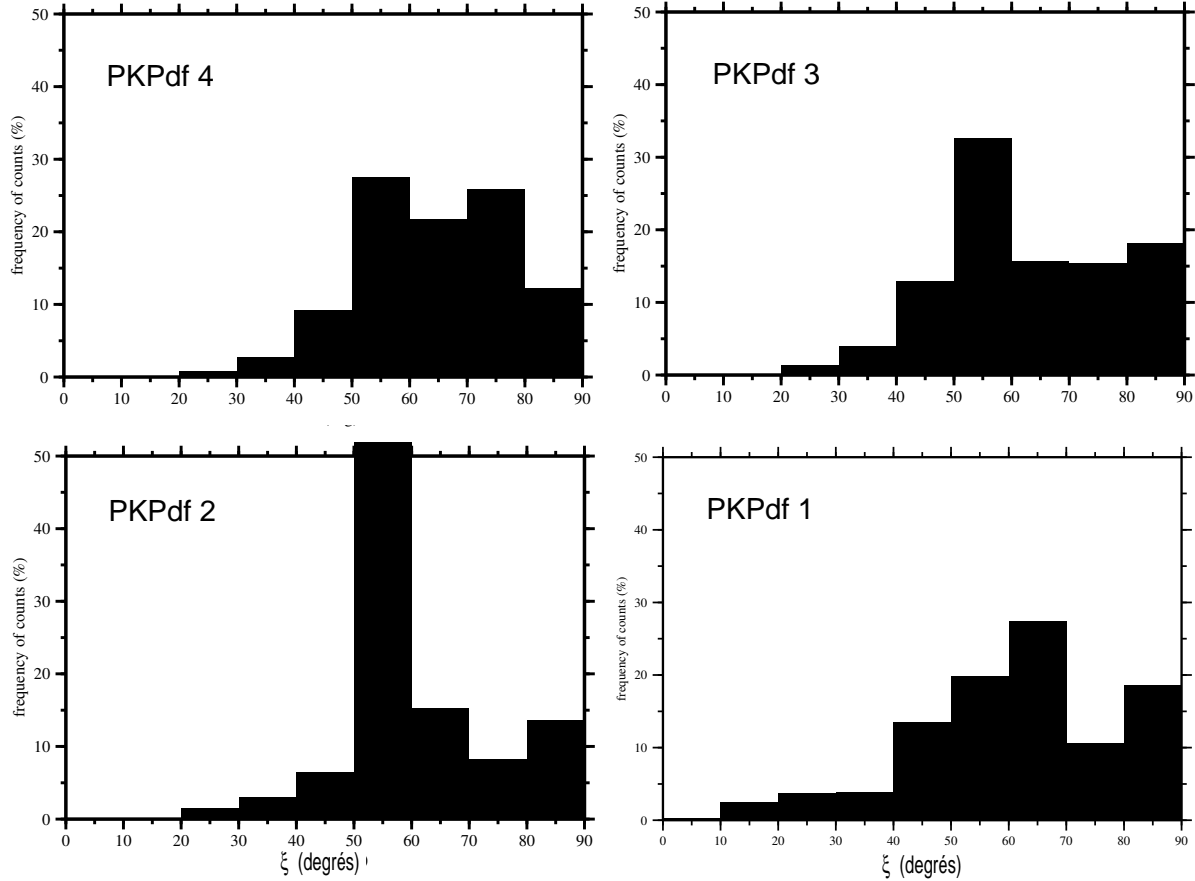


FIG. 3.6: Histogrammes des 4 jeux de données de la phase PKPdf en fonction de l'angle ξ entre la tangente au rai à son point le plus bas et l'axe de rotation de la Terre.

La figure 3.6 décrit la distribution des données en fonction de l'angle ξ entre l'axe Nord-Sud et la tangente du rai à son point le plus bas. Cet angle et la paramétrisation de l'anisotropie dans la graine sont décrits dans l'annexe A. L'angle ξ est le paramètre le plus souvent utilisé pour décrire l'anisotropie de la graine. Les trajets les plus anisotropes correspondent aux faibles valeurs de l'angle ξ . Or, on ne dispose que de peu de données pour les valeurs de ξ inférieures à 40 degrés. C'est une limitation importante pour la détermination de l'anisotropie de la graine.

3.2.4 Inversion et deuxième sélection des données

Effet de l'anisotropie sur le temps de propagation des ondes

L'effet de l'anisotropie sur le temps de propagation des phases PKPdf est résumé dans l'annexe A. La perturbation de vitesse due à l'anisotropie de la graine est paramétrisée par l'équation

$$\frac{\Delta V_P(\xi)}{\alpha_m} = A + B\cos(2\xi) + C\cos(4\xi) \quad (A.11) \quad (3.1)$$

ou A, B et C sont les coefficients paramétrisant l'anisotropie. Si l'on suppose une anisotropie transverse isotrope, uniforme, avec un axe de symétrie selon l'axe Nord-Sud, la perturbation du temps de propagation $\delta t_{ani}(\xi) = -t_{prop} \frac{\Delta V_P(\xi)}{\alpha_m}$ est proportionnelle au temps de trajet dans la graine t_{prop} . Ainsi le jeu de données PKPdf4 est plus perturbé que PKPdf3, lui-même plus perturbé que PKPdf2. Ceci est illustré par la figure 3.7 où l'on voit que les histogrammes des résidus sont beaucoup plus décalés vers les résidus négatifs à ξ faible pour le jeu PKPdf4 que pour le jeu PKPdf2. On comprend que la coupure à ± 6 secondes entraîne une erreur sur la valeur moyenne des résidus pour des valeurs de ξ faibles. Le premier modèle d'anisotropie obtenu à partir de ces données ne servira donc qu'à corriger la sélection des données de cet effet perturbateur.

Modèle simple d'anisotropie dans la graine

L'anisotropie de la graine est supposée être de type transverse isotrope, mais il reste à définir la direction de l'axe de symétrie et les variations des coefficients A, B et C en fonction de la position dans la graine. La position de l'axe de symétrie de l'anisotropie de la graine ne diffère pas plus de 10° de l'axe Nord-Sud (Su et Dziewonski, 1995). De plus, la détermination de cet écart entre l'axe d'anisotropie et l'axe Nord-Sud est fortement influencée par la distribution des données (Souriau et al., 1997). Pour notre étude, l'axe de symétrie de l'anisotropie transverse isotrope sera supposé orienté selon l'axe Nord-Sud géographique de la Terre.

La dépendance radiale de l'anisotropie est un problème important. Des études récentes ont suggéré la présence d'une zone isotrope dans les 50 à 200 premiers kilomètres de la graine par des moyens d'investigation différents (Shearer, 1994; Su et Dziewonski, 1995; Song et Helmberger, 1995b; Niu et Wen, 2001). Song et al. (1998) suggèrent l'existence d'une zone isotrope de 200 km d'épaisseur à la surface de la graine à partir de données sismologiques pour des trajets Nord-Sud. L'existence d'une couche isotrope dans la partie supérieure de la graine a donc été testée.

Le modèle choisi pour ajuster la dépendance en ξ des résidus est composé de deux parties:

- une couche isotrope s'étendant de la surface de la graine à une profondeur H_{iso} .

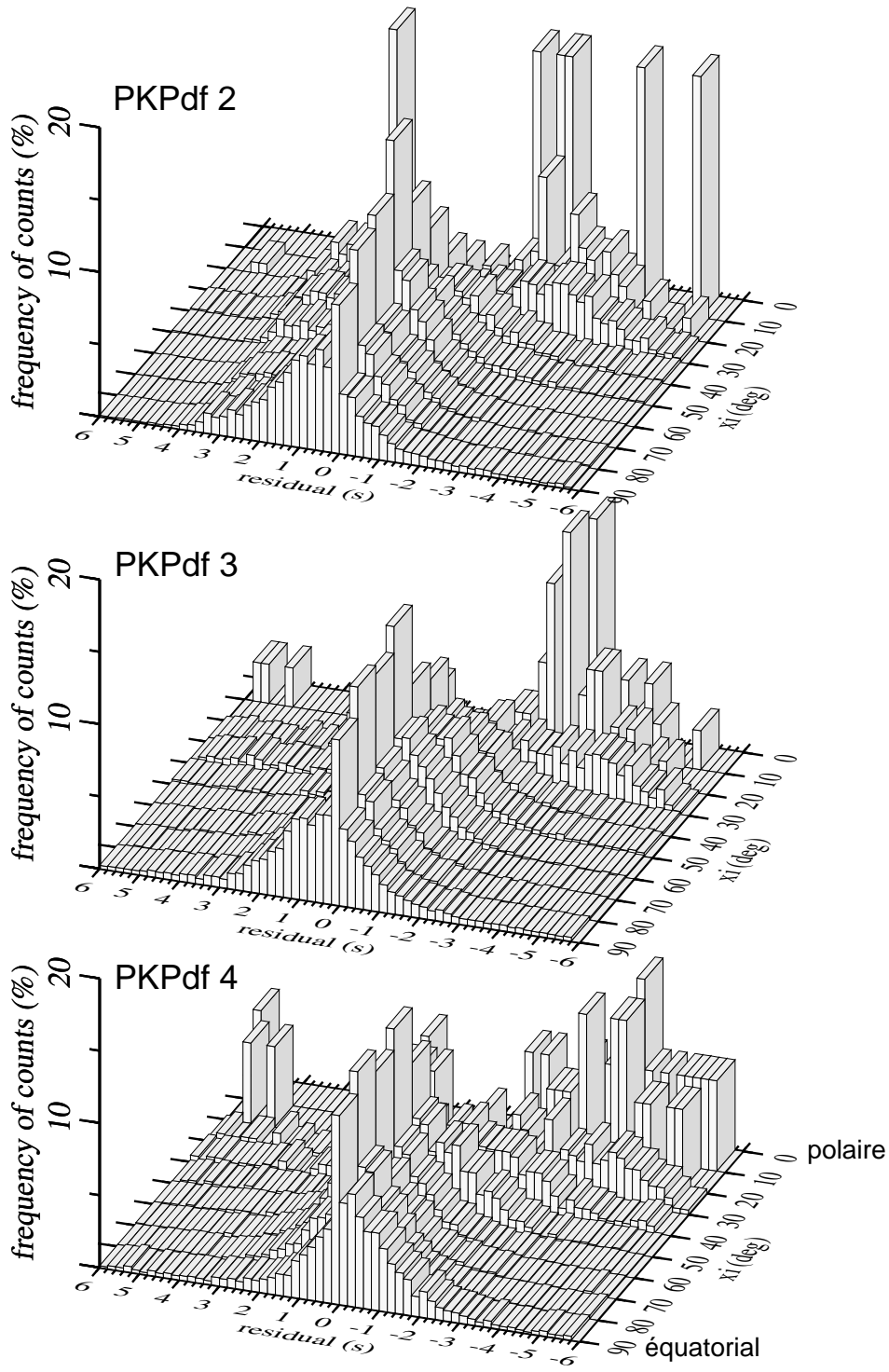


FIG. 3.7: Histogrammes en deux dimensions des différents jeux de données. Les histogrammes sont réalisés après séparation des données en cases de 10° en ξ , pour des cases de 0.2 s en résidus de temps de propagation. Ainsi la fréquence d'apparition des données correspond à la fréquence d'apparition des données dans chaque case de 10° en ξ . Comme l'on ne dispose que de peu de données pour les faibles valeurs de ξ , les histogrammes perdent leur allure gaussienne dans ces régions.

- une couche d'anisotropie transverse isotrope, uniforme, avec un axe de symétrie selon l'axe Nord-Sud géographique de la Terre, de la profondeur H_{iso} au centre de la terre.

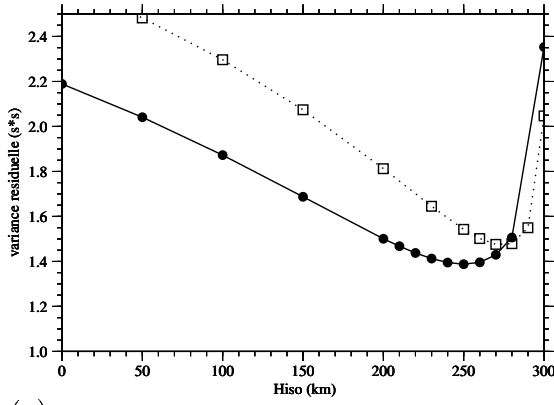
Dans le but d'inverser les données pour ce premier modèle simple d'anisotropie de la graine, on réalise des rais résumés pour une taille de grille de $\theta^\circ \times \theta^\circ$ à l'équateur et un découpage en classes de 10° selon le paramètre ξ . Un résidu moyen est ensuite déterminé pour chaque jeu de données et chaque classe du paramètre ξ par une moyennne pondérée des résidus moyens des rais résumés. Pour s'affranchir du choix arbitraire de la position de la grille sur laquelle sont réalisés les rais résumés, cette opération est répétée pour 18 positions de grille différentes et les résidus moyens et les erreurs associées sont moyennés sur les 18 valeurs trouvées. Les résidus moyens pour $0^\circ < \xi < 10^\circ$ sont exclus à cause du faible nombre de données dans cet intervalle. Les résidus moyens obtenus $\overline{\delta t_i}(\xi)$ pour les différents jeux de données sont ensuite normalisés par leur barre d'erreur, puis inversés par moindres carrés pour le modèle d'anisotropie choisi.

Première inversion

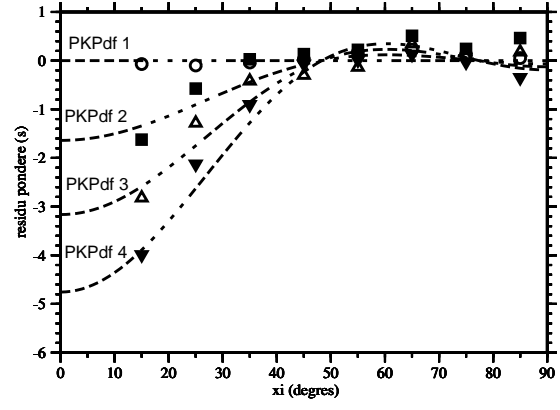
Afin de déterminer la profondeur de la couche isotrope qui ajuste au mieux les résidus calculés par le modèle et les résidus pondérés, on réalise une inversion pour chaque valeur de H_{iso} entre 0 et 300 km avec un pas de 10 km. La profondeur H_{iso} qui donne le minimum de variance résiduelle donnera le modèle (H_{iso}, A, B, C) qui ajuste au mieux les données. La figure 3.8.a représente l'évolution de la variance résiduelle en fonction du paramètre H_{iso} pour deux valeurs du paramètre θ (5° et 10°). La valeur de H_{iso} donnant le minimum de variance résiduelle est respectivement de 250 km et 270 km pour θ égal à 5 et 10 degrés. On a choisi de garder le modèle 5ISO250s1 obtenu pour $\theta = 5^\circ$ décrit dans le tableau 3.1 car c'est celui possède la variance résiduelle minimale. La figure 3.8.b représente l'ajustement des courbes $\overline{\delta t_i}(\xi)$ pour les différents jeux de données à $\theta = 5^\circ$. On note que pour les valeurs de ξ inférieures à 40 degrés, la fenêtre de ± 6 secondes appliquée lors de la première sélection des résidus peut introduire un biais dans les données.

Deuxième inversion

Pour corriger le biais introduit par la fenêtre de sélection des résidus, on choisit de réaliser une nouvelle sélection des données en appliquant une fenêtre de ± 6 s autour du temps de propagation prédit par le modèle 5ISO250s1. Le jeu de données PKPdf1 n'est pas modifié par cette nouvelle sélection, car la partie supérieure de la graine n'est pas anisotrope. Le nombre de données des jeux 2 à 4 est peu modifié, mais le résidu moyen pour les faibles valeurs de ξ est significativement changé. Le processus d'inversion est répété et les résultats sont décrits par la figure 3.9 et le tableau 3.1

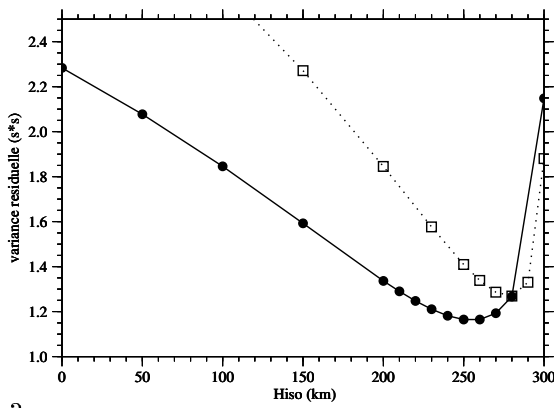


(a)

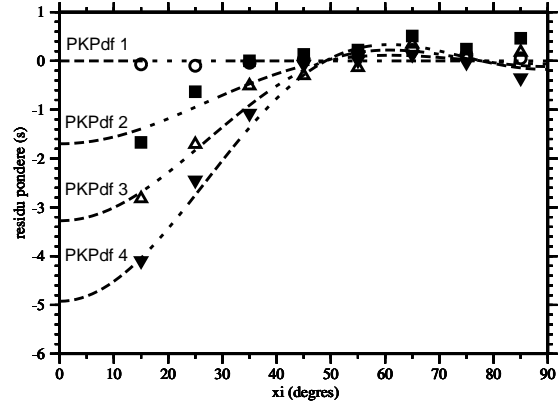


(b)

FIG. 3.8: (a) Variance résiduelle après inversion en fonction de la profondeur de la couche isotrope H_{iso} pour une taille de grille $\theta = 5^\circ$ (cercles pleins, trait plein) et $\theta = 10^\circ$ (carrés, trait pointillé). (b) Résidus moyens $\overline{\delta t_i}(\xi)$ en fonction de ξ (par classes de 10°), pour une taille de grille $\theta = 5^\circ$. L'ajustement par le modèle 5ISO250s1 est représenté par les traits pointillés pour les 4 jeux de données PKPdf1 (cercles), PKPdf2 (carrés pleins), PKPdf3 (triangles) et PKPdf4 (triangles inversés pleins). Les résidus moyens pour $0^\circ < \xi < 10^\circ$ sont exclus de l'étude à cause du faible nombre de données dans cet intervalle.



a



b

FIG. 3.9: (a) Variance résiduelle après inversion en fonction de la profondeur de la couche isotrope H_{iso} pour une taille de grille $\theta = 5^\circ$ (cercles pleins, trait plein) et $\theta = 10^\circ$ (carrés, trait pointillé). Résultats obtenus après la nouvelle sélection des données. (b) Résidus moyens $\overline{\delta t_i}(\xi)$ en fonction de ξ (par classes de 10°), après la nouvelle sélection des données, pour une taille de grille $\theta = 5^\circ$. L'ajustement par le modèle 5ISO250s1 est représenté par les traits pointillés pour les 4 jeux de données PKPdf1 (cercles), PKPdf2 (carrés pleins), PKPdf3 (triangles) et PKPdf4 (triangles inversés pleins). Les résidus moyens pour $0^\circ < \xi < 10^\circ$ sont exclus de l'étude à cause du faible nombre de données dans cet intervalle.

La valeur de H_{iso} donnant le minimum de variance résiduelle est respectivement de 250 km et 280 km pour θ égal à 5 et 10 degrés. On note que la nouvelle sélection des données ne modifie pas le paramètre H_{iso} . L'inversion favorise donc la présence d'une couche isotrope dans la partie externe de la graine. Cependant, la valeur de 250 km obtenue pour l'épaisseur de la couche isotrope est peu précise, car la résolution du modèle est très faible entre 60 et 220 km. L'épaisseur de la couche isotrope est donc estimée entre 60 et 250 km. Pour la couche paramétrisée par une anisotropie transverse isotrope, uniforme, avec un axe de symétrie selon l'axe de rotation de la Terre, on obtient des valeurs de A, B et C légèrement supérieures à celles obtenues dans la première inversion. L'amplitude de l'anisotropie obtenue est de l'ordre de 3%. Cette estimation est en accord avec les études précédentes de l'anisotropie de la graine.

sélection des données	1	1	2	2
θ (en °)	5	10	5	10
label	5ISO250s1	10ISO270s1	5ISO250s2	10ISO280s2
variance résiduelle (en s ²)	1.3875	1.4757	1.1646	1.2693
% de variance expliquée des résidus pondérés	96.04	95.44	97.03	96.67
H_{iso} (en km)	250	270	250	280
A (en %)	0.866	0.865	0.908	0.962
B (en %)	1.462	1.436	1.520	1.571
C (en %)	0.717	0.693	0.723	0.737
anisotropie $\left(\frac{\Delta V_P}{\alpha_0}\right)_{amp}$ (en %)	3.05	2.99	3.15	3.27

TAB. 3.1: Caractéristiques des modèles d'anisotropie issus des différentes inversions.

3.3 Estimation de l'anisotropie de la Graine

3.3.1 Introduction

Cette partie reproduit l'article publié dans la revue *Geophysical Research Letters* (volume 27, pages 3121-3124) en tenant compte de la correction publiée dans un numéro ultérieur du journal (volume 28, pages 85-86). Une analyse stochastique des trajets peu anisotropes est présentée dans la première partie de l'article. Puis les données sont inversées pour un modèle d'anisotropie de la graine possédant une dépendance radiale et latérale des paramètres de l'anisotropie. En conclusion, l'article est complété par un tableau résumant le modèle d'anisotropie obtenu.

3.3.2 Hétérogénéités et Anisotropie dans la graine

Inner core anisotropy and heterogeneity level

R. Garcia and A. Souriau. 2000. *Geophysical Research Letters*, **27**, 3121-3124. + Correction **28**, 85-86

Abstract

An analysis of core phase travel times is performed in order to estimate the relative contributions of heterogeneities and anisotropy and their distribution inside the inner core. A stochastic analysis performed on the equatorial paths, which are poorly sensitive to anisotropy, indicates that the inner core exhibits a heterogeneity level smaller than 0.3 % at all depths on scale lengths larger than 200 km. This result, extended to all path orientations, suggests a predominant effect of the anisotropy on travel times anomalies. A simultaneous inversion of absolute and differential core phase travel times for any path orientation favours a simple inner core model in which a large, homogeneous structure with 3% uniform anisotropy is asymmetrically surrounded by a homogeneous isotropic layer with a thickness of 100-200 km on the western hemisphere, increasing to 400 km over a large part of the eastern hemisphere.

Introduction

The inner core seismological structure has been widely investigated from absolute and differential travel times of core phases extracted from ISC bulletins, from hand-picked differential travel times of two core phases, one of them (PKPdf) sampling the inner core, and also from normal mode data (see (Creager, 2000) for a recent review). A particularly important question concerns the relative contributions of heterogeneities and anisotropy for explaining the travel time anomalies of PKPdf core phase. This issue may have drastic implications for our understanding of inner core formation and dynamics, in particular for the inner core gravitational coupling with the mantle. Recent studies have revealed that the eastern hemisphere is less anisotropic than the western one, at least in the uppermost 500 km (Tanaka et Hamaguchi, 1997; Creager, 1999). On the other hand, Creager (1999) has shown that the average isotropic velocity in the inner core is identical for the two hemispheres, suggesting the absence of heterogeneity in isotropic elastic parameters. However, previous analyses have revealed short wavelength structures which could be ascribed to isotropic velocity heterogeneities and/or anisotropy variations (Creager, 1997; Cormier et al., 1998; Vidale et Earle, 2000). In this study, the heterogeneity level of the inner core is determined for length scales of the order of 200 km and larger, by a statistical analysis of the PKPdf travel time equatorial residuals extracted from Engdahl et al.'s (1998) bulletins, following a procedure previously used to infer the core-mantle boundary topography (Garcia et Souriau, 2000a). Then, the whole PKPdf bulletin data set including paths in any direction, together with additional high quality data of differential travel times, are inverted in order to determine the radial and longitudinal variations of the inner core anisotropy, in particular to test the presence of an isotropic layer at the top of the inner core (Shearer, 1994; Song, 1998; Creager, 2000).

Data and inner core heterogeneity level

We consider the two core phases PKPdf, which samples the inner core, and PKPbc which has a nearby path but turns inside the outer core. Their travel time residuals with respect to the reference model ak135 (Kennett et Engdahl, 1991) are extracted from the high quality file of relocated events (Engdahl et al., 1998). The PKPdf data are divided into four subsets which correspond to various depth ranges inside the inner core (Table 3.2). The epicentral distance range 139° - 151° is excluded because the data may be contaminated by other PKP arrivals. Data are selected inside a ± 6 seconds window centered on the theoretical phase arrival time.

Previous studies have shown that, if anisotropy is present, its fast axis is close to the Earth's spin axis. We thus express the inner core velocity perturbation due to an

Data set	Depth (km)	Δ (°)	Nb of data $0^\circ < \xi < 90^\circ$	Nb of data $60^\circ < \xi < 90^\circ$
bc		150-154	141,000	38,800
df(1)	0-60	127-139	197,600	111,700
df(2)	220-380	151-157	89,900	33,300
df(3)	380-630	157-164	68,500	33,700
df(4)	630-1,220	164-180	38,800	23,200

TAB. 3.2: Characteristics of the PKPbc and PKPdf data sets extracted from Engdahl et al.’s (1998) data file: data set, depth range below inner core boundary (km), epicentral distance range (°), total number of data ($0^\circ < \xi < 90^\circ$) and number of equatorial data ($60^\circ < \xi < 90^\circ$).

axisymmetric anisotropy as a function of the angle ξ between the PKPdf ray at its turning point and the Earth’s spin axis as $\frac{\delta v(r, \xi)}{v_0(r)} = a(r, \varphi) + \epsilon(r, \varphi) \cos^2 \xi + \gamma(r, \varphi) \sin^2 \xi$ (Su et Dziewonski, 1995), in which $v_0(r)$ is the reference velocity of the ak135 model, $a(r, \varphi)$, $\epsilon(r, \varphi)$ and $\gamma(r, \varphi)$ are the parameters describing the anisotropy as a function of radius r and longitude φ .

A difficulty is to discriminate the respective contributions of inner core anisotropy and velocity heterogeneities in the travel time anomalies. In order to first check the velocity heterogeneity level, we select data in the range $60^\circ < \xi < 90^\circ$ which are poorly affected by anisotropy. We denote them as “equatorial data”, although their turning point could be located at any latitude. We apply to these data a stochastic analysis (Garcia et Souriau, 2000a) which allows us to estimate, at worldwide scale, the random (σ_R^2) and coherent (σ_C^2) signals contained in the data at various wavelengths. The main steps of the analysis consist in 1) building summary rays on a grid of equal area cells ($\theta \text{ deg} \times \theta \text{ deg}$ at the equator) and calculating a mean residual for each summary ray, 2) constituting families of summary rays including the same number N of individual rays and computing their variance σ_N^2 , 3) fitting this composite residual variance σ_N^2 by $\sigma_N^2 = \frac{\sigma_R^2}{N} + \sigma_C^2$. In order to obtain a good Earth’s coverage, we impose a minimum of 30 summary rays at each N value, and average the σ_N^2 values over 18 different grid positions, in order to avoid the bias due to an arbitrary grid position. For each value of the averaging parameter θ , σ_R^2 includes the effects of earthquake mislocations, picking errors and velocity heterogeneities smaller than the grid cell size θ , and σ_C^2 includes the effects of velocity heterogeneities greater than θ . The grid cell size θ varies in the range 5° - 20° . We exclude smaller values because of the size of the PKPdf Fresnel zone in the inner core (≈ 200 km or $\approx 10^\circ$ for 1Hz waves at the inner core radius (Nolet, 1987)), and larger values because of the too small number of summary rays obtained in that case.

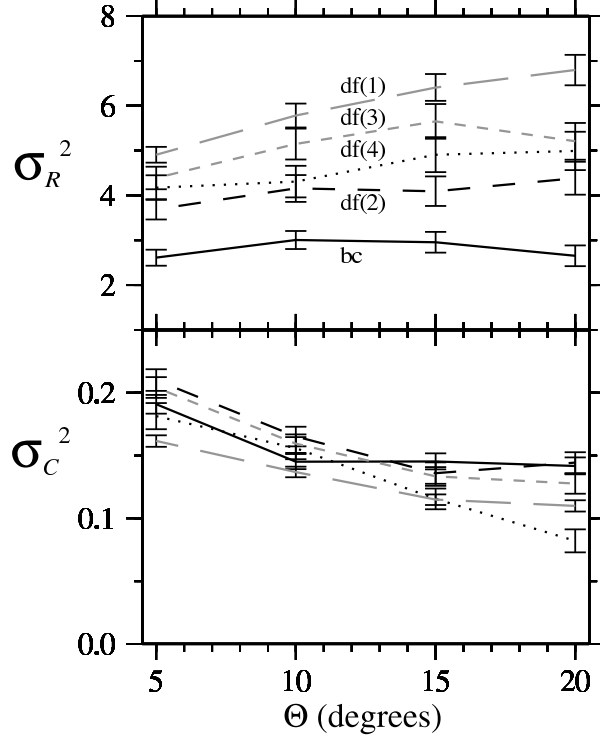


FIG. 3.10: Variance of the random signal (top) and of the coherent signal (bottom) (in s^2) as a function of the grid cell size parameter θ (in degrees) for the PKPdf data with inner core paths nearly perpendicular to the Earth rotation axis: PKPdf(1) for the shallowest paths (grey long dash line), PKPdf(2) (black dash line), PKPdf(3) (grey short dash line), and PKPdf(4) for the deepest paths (dotted line). For comparison is also shown the result for the PKPbc phase (full line) which does not sample the inner core. Note that the coherent signal is about the same for the different phases, denoting the low level of inner core heterogeneities.

The coherent and random signals of the PKPdf data sets (Figure 3.10) are compared to those of the PKPbc phase which does not include an inner core contribution. The rms coherent-to-random signal ratio is about 1/5 for the PKPdf data. The random signal is slightly higher for PKPdf(1), which samples the upper part of the inner core. This phase may be affected by precursors due to scattered energy at the base of the mantle. However, we have checked that the histogram of the PKPdf(1) residuals is nearly symmetrical, suggesting the number of misidentifications is low. We note that the four PKPdf data sets and the PKPbc one have nearly the same coherent signal. The boundaries given by the error bars indicate that the contribution of the inner core to this signal is low, with an amplitude smaller than 0.3 seconds. So, the observed coherent signal is mostly due to crust and mantle heterogeneities. This result seems inconsistent with the hemispherical variations of ≈ 0.9 s previously observed for equatorial PKPbc-PKPdf differential residuals (Tanaka et Hamaguchi, 1997; Creager, 1999). However, hemispherical variations for our PKPdf(2) and PKPdf(3) absolute residuals are ≈ 0.35 s only. The difference with the previous value is partly ascribable to small hemispherical variations in PKPbc residuals. The 0.35 s signal, probably due to hemispherical variations of the anisotropy, is at the limit of resolution (0.3 s) of our stochastic analysis. In terms of inner core heterogeneity, the 0.3 s detection threshold corresponds to a maximum heterogeneity level of 0.3% integrated along the PKPdf path inside the inner core. This very low value reinforces and extends to smaller scales a previous result of Creager (1999), who concluded from a completely different approach that the inner core is homogeneous at hemispherical scale lengths.

Inner core anisotropy

Extrapolating the results obtained from equatorial paths to the whole Earth, we now seek to explain the whole variations of the PKPdf residuals for paths of any orientation predominantly in terms of inner core anisotropy. A set of 1145 PKPdf-PKPbc residuals (Souriau et Poupinet, 2000) is added to the four PKPdf data sets, in order to obtain a better resolution in the 150-400 km depth range and to decrease the contribution of mantle heterogeneities. The data are divided according to the PKPdf turning point longitude in four windows 90° wide each, which are allowed to shift by a 45° step in longitude.

With the aim of testing the hypothesis of an isotropic layer at the top of the inner core (Shearer, 1994; Song, 1998; Creager, 2000), a mean of the summary ray residuals weighted according to their error bars is inverted for a model of inner core anisotropy including an isotropic layer in the first hundreds of kilometers of the inner core, and a uniform anisotropy below. The variance reduction of the summary ray residuals obtained from the least square solution is normalized by the variance reduction obtained for a

uniform anisotropy model. It is plotted as a function of PKPdf turning point longitude and isotropic layer thickness in Figure 3.11. This figure shows a broad domain where a small improvement of the variance reduction is observed; however the maximum value of the normalized variance reduction is only 1.1. Thus the data could be fit almost equally well whatever the thickness of the isotropic layer in the range 0-200 km, except in the 60°E-140°E longitude range, where it could be as large as 400 km. Outside this range, an isotropic layer thicker than 200 km is ruled out by the data, as previously suggested by normal modes (Durek et Romanowicz, 1999).

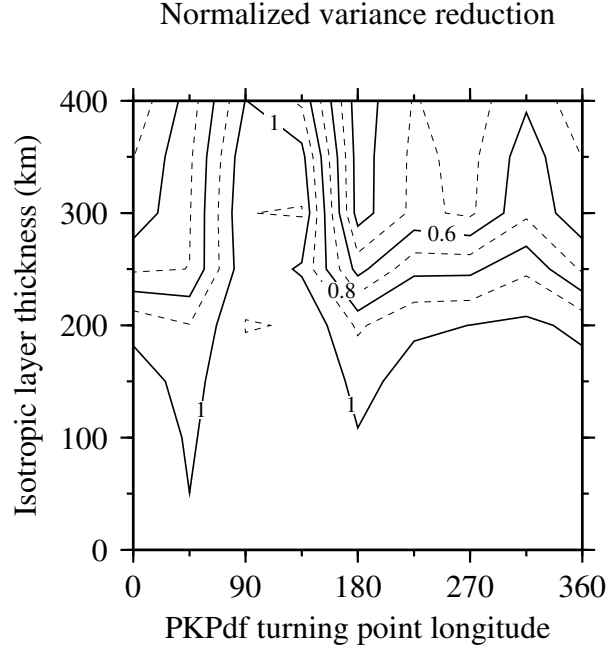


FIG. 3.11: Contours of the variance reduction after inversion for a model including an isotropic layer at the top of the inner core and a uniform anisotropy below, as a function of the turning point longitude of the PKPdf rays and the thickness of the isotropic layer at the top of the inner core (in km). Values are normalized to the variance reduction obtained for an uniform inner core anisotropy model for each position of the moving window in PKPdf turning point longitude (width=90°, step=45°). Contour interval is 0.1, maximum is 1.1.

In order to investigate the radial and lateral variations of the anisotropy, weighted means of the summary ray residuals are inverted for a radial model of inner core anisotropy including three layers (0-100 km, 100-400 km, 400-1220 km below inner core boundary). The anisotropy model is shown in Figure 3.12.a. The first 100 km exhibit a low anisotropy level at any longitude, as expected from the previous analysis. In the depth range 100-400 km, large lateral variations of the anisotropy are obtained, with a low anisotropy level (<0.5%) in the 60°E-140°E longitude range, in agreement

with the results of Figure 3.11, and large values (3%) at longitudes 230°E-300°E (or 60°W-130°W), in agreement with previous studies (Tanaka et Hamaguchi, 1997; Creager, 1999). At greater depth, the anisotropy level (2-3%) exhibits only slight lateral variations, which hardly exceed the error bar.

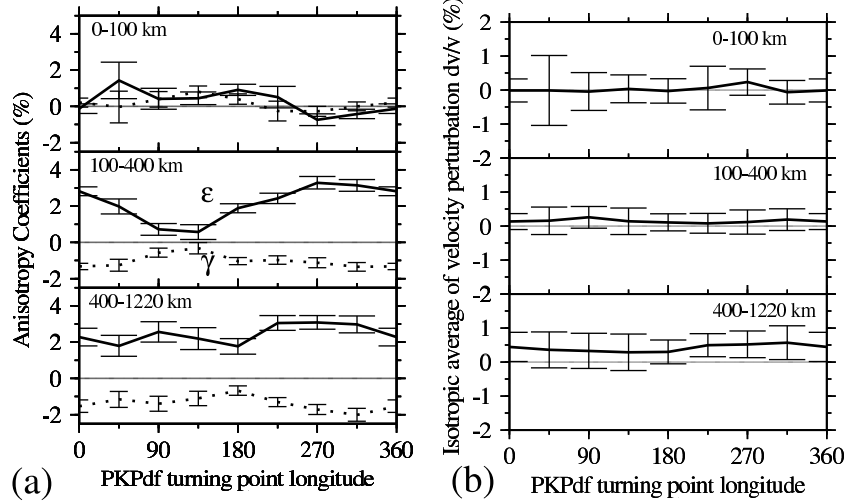


FIG. 3.12: Inner core anisotropy model. (a) parameters $\epsilon(r, \varphi)$ (full line) and $\gamma(r, \varphi)$ (dotted line) (in %) of the relationship $\frac{\delta v(r, \xi)}{v_0} = a(r, \varphi) + \epsilon(r, \varphi)\cos^2\xi + \gamma(r, \varphi)\sin^2\xi$ describing the inner core anisotropy, represented as a function of the position of a 90° wide moving window applied to PKPdf turning point longitude (in degrees) for the three layers: 0-100 km (top), 100-400 km (middle) and 400-1220 km depths (bottom) below the inner core boundary. (b) isotropic average of the velocity perturbation with respect to model ak135 $(\frac{\delta v}{v_0})_{iso}$ (in %).

The isotropic average of velocity perturbations to model ak135 is defined from the integral of $\frac{\delta v}{v_0}$ over all solid angles (Creager, 1999), leading to $(\frac{\delta v}{v_0})_{iso} = a + \frac{\epsilon}{3} + \frac{8}{15}\gamma$. Despite the strong longitudinal variations of the strength of the anisotropy in the depth range 100-400 km, the isotropic average of the velocity perturbation (Figure 3.12.b) is constant within the error bar. This result agrees with the previously inferred low heterogeneity level in the inner core.

Conclusion and discussion

A stochastic analysis of the PKPdf equatorial data compared to PKPbc indicates that the heterogeneity level of the inner core is low ($<0.3\%$) at all depths on scale lengths larger than 200 km. As a consequence, the inner core contribution to PKPdf travel time residuals is mostly due to lateral variations of the inner core anisotropy. A simultaneous inversion of PKPdf travel times for paths with any orientation, and additional PKPdf-

PKPbc differential travel times favours a model with low anisotropy down to 200 km at the top of the inner core, and possibly down to 400 km in the longitude range 40°E-160°E. At intermediate depths (100-400 km below inner core boundary), large lateral variations of the anisotropy (0.5-3%) are obtained. The lower two thirds of the inner core are highly anisotropic (2-3%) at any longitude, with only slight variations of the anisotropy level. The isotropic average of the velocity perturbation $(\frac{\delta v}{v_0})_{iso}$ obtained from this inversion does not exhibit strong lateral variations, extending the result obtained at hemispherical scale (Creager, 1999) to shorter wavelengths.

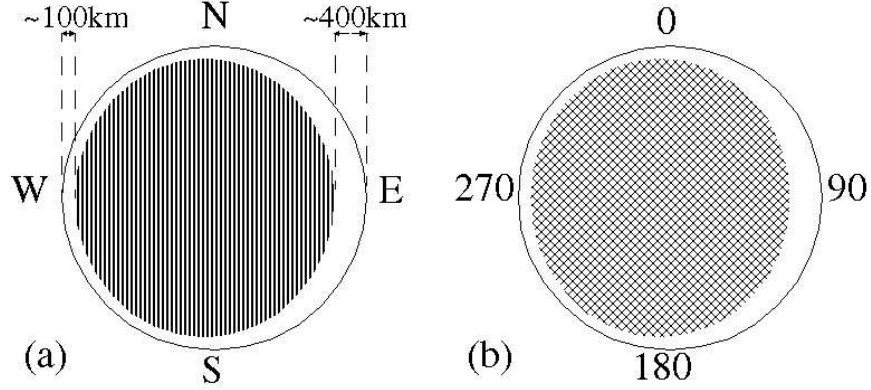


FIG. 3.13: Schematic structure of the inner core, as inferred from the present study: meridian (a) and equatorial (b) cross-sections. A homogeneous structure with 3% uniform anisotropy (with N-S fast axis) (grey shaded) is asymmetrically surrounded by a homogeneous, isotropic layer (white).

If we except the possible existence of heterogeneities at very short wavelengths (Cormier et al., 1998; Vidale et Earle, 2000), the inner core thus roughly appears as a simple homogeneous structure with a strong (2-3%) uniform anisotropy, embedded in a homogeneous isotropic layer which thickness is about 100-200 km on the western hemisphere, and 400 km on a large part of the eastern hemisphere (Figure 3.13). The low heterogeneity level at hemispherical scales rules out a chemical or mineralogical difference between the two structures. Even if a complex texturing in the inner core (Bergman, 1997) could create a complex structure of the anisotropy, the simple assumption of axisymmetric anisotropy favours a bimodal organization of the anisotropy in the inner core. This bimodal pattern rises many questions concerning the origin of the anisotropy, the mechanisms of core formation, and the role of the inner core in Earth dynamics. The thickened outer layer coincides with the downwelling poloidal flow inside the core (Le Mouél et al., 1985), thus with the magnetic field pattern, which may play an important role for crystal orientation (Karato, 1999). The outer layer is also a low quality factor layer (Souriau et Roudil, 1995), thus likely a low viscosity structure compared to the inner body, and it may be strongly excited by dynamical processes (Buffett,

1997). Further seismological studies for characterizing the small scale structure of the inner core and the transition between the anisotropic and isotropic structures are thus of major importance.

Acknowledgments

We thank two anonymous referees and G. Helffrich for constructive comments and reviews.

3.3.3 Conclusion

L'inversion de la dépendance radiale et latérale de l'anisotropie est justifiée par la prépondérance des hétérogénéités d'anisotropie sur les hétérogénéités isotropes. Le modèle de graine obtenu est résumé dans le tableau 3.3. L'anisotropie est faible dans la première couche de 0 à 100 km de profondeur dans la graine. Puis elle présente de fortes variations latérales entre 100 et 400 km de profondeur, avec un hémisphère Ouest (-180° à 40°) fortement anisotrope ($\sim 3\%$) et un hémisphère Est (40° à 180°) faiblement anisotrope ($\sim 0.5\%$). Enfin, au delà de 400 km de profondeur, l'anisotropie est constante et uniforme ($\sim 3\%$) dans la barre d'erreur. La vitesse isotrope ne présente pas de variations longitudinale dans la barre d'erreur du modèle. On peut donc en conclure que les hétérogénéités d'anisotropie observées ne sont pas dues à une différence de structure cristalline ou de composition, mais plutôt à une distribution de l'orientation des cristaux différente entre les deux hémisphères.

3.4 Analyse Stochastique

3.4.1 Introduction

La méthode d'analyse stochastique développée à la section 2.3.1 est appliquée à la phase PKPdf. On a vu dans cette partie que le niveau de signal cohérent pour les phases PcP, PKPbc et PKKPbc dépendait de la taille de grille θ utilisée pour réaliser les rais résumés. Ce paramètre a été interprété en termes de longueur d'onde des hétérogénéités influençant le signal cohérent à θ fixé. C'est à dire que le signal cohérent vu à θ est généré par des hétérogénéités de longueur d'onde supérieure ou égale à θ , les hétérogénéités plus petites participant au signal incohérent. L'anisotropie pour les ondes PKPdf joue un rôle différent des hétérogénéités de vitesse. En effet, les hétérogénéités de vitesse sont considérées comme une variable aléatoire de valeur moyenne nulle influant sur le résidu du temps de propagation de l'onde, tandis que l'anisotropie de la graine est une modification du modèle moyen de Terre selon la loi:

$$\delta t_{ani}(\xi) = -t_{prop} \frac{\Delta V_P(\xi)}{\alpha_m} \quad (A.9) \quad (3.2)$$

où la perturbation du temps de propagation de l'onde due à l'anisotropie $\delta t_{ani}(\xi)$ est fonction de l'angle ξ , du temps de propagation de l'onde t_{prop} et de la perturbation de vitesse $\frac{\Delta V_P(\xi)}{\alpha_m}$. L'effet de l'anisotropie sur les signaux cohérent et incohérent sera donc différent de celui des hétérogénéités de vitesse.

Dans un premier temps, on identifiera de façon théorique les différents phénomènes influençant les signaux cohérent et incohérent des ondes PKPdf et plus particulièrement l'effet de l'anisotropie sur σ_R^2 et σ_C^2 . Ensuite, plusieurs modèles d'anisotropie seront testés par la méthode d'analyse stochastique pour déterminer lequel explique le mieux

Longitude dans la graine	Profondeur dans la graine		
	0-100 km	100-400 km	400-1220 km
0°	a=-0.0007±0.0011 ε=-0.0012±0.0026 γ=0.0020±0.0024 ($\frac{\delta v}{v_0}$) _{iso} =-0.0001±0.0033	a=-0.0009±0.0005 ε=0.0281±0.0024 γ=-0.0132±0.0017 ($\frac{\delta v}{v_0}$) _{iso} =0.0013±0.0023	a=0.0050±0.0008 ε=0.0227±0.0048 γ=-0.0153±0.0034 ($\frac{\delta v}{v_0}$) _{iso} =0.0044±0.0042
45° E	a=-0.0046±0.0022 ε=0.0142±0.0100 γ=-0.0003±0.0087 ($\frac{\delta v}{v_0}$) _{iso} =-0.0001±0.0102	a=0.0016±0.0009 ε=0.0198±0.0040 γ=-0.0126±0.0033 ($\frac{\delta v}{v_0}$) _{iso} =0.0015±0.0040	a=0.0037±0.0010 ε=0.0179±0.0057 γ=-0.0115±0.0043 ($\frac{\delta v}{v_0}$) _{iso} =0.0035±0.0052
90° E	a=-0.0038±0.0013 ε=0.0041±0.0057 γ=0.0038±0.0043 ($\frac{\delta v}{v_0}$) _{iso} =-0.0004±0.0055	a=0.0032±0.0007 ε=0.0071±0.0032 γ=-0.0056±0.0024 ($\frac{\delta v}{v_0}$) _{iso} =0.0025±0.0031	a=0.0022±0.0011 ε=0.0256±0.0056 γ=-0.0140±0.0041 ($\frac{\delta v}{v_0}$) _{iso} =0.0033±0.0051
135° E	a=-0.0054±0.0012 ε=0.0044±0.0035 γ=0.0080±0.0032 ($\frac{\delta v}{v_0}$) _{iso} =0.0003±0.0040	a=0.0012±0.0009 ε=0.0056±0.0040 γ=-0.0032±0.0031 ($\frac{\delta v}{v_0}$) _{iso} =0.0014±0.0039	a=0.0014±0.0012 ε=0.0219±0.0060 γ=-0.0110±0.0039 ($\frac{\delta v}{v_0}$) _{iso} =0.0028±0.0053
180° E	a=-0.0054±0.0010 ε=0.0091±0.0030 γ=0.0040±0.0028 ($\frac{\delta v}{v_0}$) _{iso} =-0.0002±0.0035	a=0.0003±0.0006 ε=0.0188±0.0025 γ=-0.0103±0.0019 ($\frac{\delta v}{v_0}$) _{iso} =0.0010±0.0025	a=0.0007±0.0006 ε=0.0176±0.0042 γ=-0.0067±0.0025 ($\frac{\delta v}{v_0}$) _{iso} =0.0029±0.0034
225° E	a=0.0002±0.0015 ε=0.0050±0.0059 γ=-0.0025±0.0054 ($\frac{\delta v}{v_0}$) _{iso} =0.0006±0.0063	a=-0.0020±0.0007 ε=0.0242±0.0028 γ=-0.0097±0.0023 ($\frac{\delta v}{v_0}$) _{iso} =0.0008±0.0029	a=0.0017±0.0007 ε=0.0305±0.0040 γ=-0.0130±0.0024 ($\frac{\delta v}{v_0}$) _{iso} =0.0049±0.0033
270° E	a=0.0062±0.0013 ε=-0.0073±0.0032 γ=-0.0027±0.0027 ($\frac{\delta v}{v_0}$) _{iso} =0.0023±0.0038	a=-0.0038±0.0009 ε=0.0328±0.0034 γ=-0.0111±0.0027 ($\frac{\delta v}{v_0}$) _{iso} =0.0011±0.0035	a=0.0040±0.0011 ε=0.0308±0.0037 γ=-0.0171±0.0027 ($\frac{\delta v}{v_0}$) _{iso} =0.0052±0.0039
315° E	a=0.0007±0.0013 ε=-0.0042±0.0026 γ=-0.0000±0.0024 ($\frac{\delta v}{v_0}$) _{iso} =-0.0006±0.0034	a=-0.0013±0.0008 ε=0.0314±0.0032 γ=-0.0135±0.0023 ($\frac{\delta v}{v_0}$) _{iso} =0.0019±0.0031	a=0.0065±0.0015 ε=0.0297±0.0046 γ=-0.0200±0.0035 ($\frac{\delta v}{v_0}$) _{iso} =0.0057±0.0049

TAB. 3.3: Paramètres $a(r, \varphi)$, $\epsilon(r, \varphi)$, $\gamma(r, \varphi)$ et $(\frac{\delta v}{v_0})_{iso}(r, \varphi)$ du modèle d'anisotropie de la graine, pour une perturbation de vitesse de la forme: $\frac{\delta v(r, \xi)}{v_0} = a(r, \varphi) + \epsilon(r, \varphi)\cos^2\xi + \gamma(r, \varphi)\sin^22\xi$

les données. On conclura en résumant l'apport de l'analyse stochastique à l'étude de la graine.

3.4.2 Effet du signal issu de la graine

Le résidu du temps de propagation du rai PKPdf d'indice i , par rapport au modèle ak135, peut s'écrire sous la forme:

$$\delta t_i = \overbrace{\delta t_{ani}(\xi_i) + \delta t_{Het}(i)}^{\delta t_{Graine}} + \delta t_{Manteau}(i) + \epsilon \quad (3.3)$$

où δt_{Graine} est la perturbation du temps de propagation due à la structure de vitesse de la graine, $\delta t_{ani}(\xi_i)$ est la perturbation du temps propagation due à l'anisotropie dans la graine qu'on supposera ne dépendre que de ξ_i , $\delta t_{Het}(i)$ et $\delta t_{Manteau}(i)$ sont les perturbations associées aux hétérogénéités dans la graine et dans le manteau (topographie de l'interface noyau-manteau incluse) qui ne dépendent que du trajet du rai i , et ϵ est un terme aléatoire regroupant les erreurs de localisation de l'évènement et de lecture du temps de propagation. Le résidu du temps de propagation dépend donc à la fois du trajet du rai et de la valeur de l'angle ξ_i qui lui est associé. Le trajet du rai dans chaque jeu de données est approximativement fixé par la position géographique de la source et du récepteur. Ainsi le rai d'indice i est caractérisé par le triplet (S_i, R_i, ξ_i) où S_i est la position de la source, R_i est la position du récepteur, et ξ_i est la valeur de l'angle ξ qui leur est associé. Comme l'angle ξ_i est relié de façon non linéaire à la position de la source et du récepteur, selon la position et la taille des régions source et récepteur l'angle ξ varie sur un intervalle plus ou moins grand à l'intérieur d'un rai résumé. Ainsi l'effet de l'anisotropie sur les différentes données composant un rai résumé sera plus ou moins fort selon la position et la taille des régions source et récepteur qui caractérisent le rai résumé. Afin de palier à ce problème, les rais résumés sont réalisés sur le triplet (S_i, R_i, ξ_i) : par une grille géographique dont les cellules sont de taille $\theta^\circ \times \theta^\circ$ à l'équateur, pour les régions source et récepteur, et une grille dont les cellules sont de taille 10° pour l'angle ξ . Ainsi les rais d'un même rai résumé auront la même région source, la même région de reception et le même intervalle de 10° pour l'angle ξ .

La section 2.3.1 a permis de définir le signal cohérent et le signal incohérent, et de montrer que les contributions des hétérogénéités de vitesse associées à différentes parties de la Terre pouvaient être séparées de façon statistique, dans la mesure où celles-ci n'étaient pas corrélées entre elles. Si l'on suppose que les hétérogénéités de vitesse du manteau et de la graine ne sont pas corrélées le long des trajets PKPdf, le signal cohérent pour la phase PKPdf peut s'écrire :

$$\sigma_C^2 = \sigma_{Graine}^2 + \sigma_{Manteau}^2 \quad (3.4)$$

où les différentes contributions au temps de propagation de l'onde sont séparées statistiquement. Le signal σ_{Graine}^2 dû à la graine dépend de la validité du modèle de graine.

Si l'on corrige les données d'un bon modèle de graine incluant l'anisotropie, σ_{Graine}^2 sera interprété comme le signal cohérent dû aux hétérogénéités de vitesse dans la graine et sa valeur diminuera lorsque θ augmente comme décrit à la section 2.2. Par contre, si l'on corrige d'un mauvais modèle de graine, où plus précisément d'un mauvais modèle de l'anisotropie de la graine, σ_{Graine}^2 ne pourra pas être interprété en termes d'hétérogénéités de vitesse dans la graine et sa dépendance en θ ne sera pas forcément une décroissance. Après correction des données, un mauvais modèle de l'anisotropie de la graine introduira du signal cohérent, alors qu'un bon modèle d'anisotropie doit diminuer le signal cohérent et permettre de retrouver la décroissance en θ caractéristique du signal associé aux hétérogénéités de vitesse. L'analyse du signal cohérent pour la phase PKPdf doit donc permettre de tester la validité d'un modèle d'anisotropie de la graine.

3.4.3 Effet de l'anisotropie sur le signal incohérent

Dans la section 2.3.1, on a montré que le signal incohérent est égal à la valeur moyenne de la variance à l'intérieur des rais résumés, soit $\sigma_{\text{R}}^2 = \overline{\sigma_{\text{intra}}^2}$. La réalisation de rais résumés en cellules de 10° pour le paramètre ξ génère du signal incohérent dû à l'anisotropie de la graine. En effet, dans un même rai résumé la perturbation du temps de propagation de l'onde liée à l'anisotropie va être différente selon la valeur de ξ pour chaque rai. Ainsi, à l'intérieur d'un rai résumé, la variance des résidus de temps de propagation peut s'écrire,

$$\sigma_{\text{intra}}^2 = \overbrace{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \left(\delta t_{\text{ani}}(\xi_i) - \overline{\delta t_{\text{ani}}(\xi)} \right)^2}^{\sigma_{\text{ani-R}}^2} + \sigma_{\text{mod-R}}^2 \quad (3.5)$$

où $\sigma_{\text{mod-R}}^2$ représente le signal incohérent pour des données corrigées de l'anisotropie, $\delta t_{\text{ani}}(\xi_i)$ la perturbation du temps de propagation liée à l'anisotropie pour le rai i , $\overline{\delta t_{\text{ani}}(\xi)}$ la moyenne sur le rai résumé de ces perturbations, et $\sigma_{\text{ani-R}}^2$ la contribution de l'anisotropie au signal incohérent. La figure 3.14 montre que l'effet $\sigma_{\text{ani-R}}^2$ est d'autant plus fort que le rai résumé a un trajet fortement anisotrope, c'est à dire pour les faibles valeurs de ξ . L'utilisation d'un bon modèle pour l'anisotropie de la graine doit donc réduire le signal incohérent de l'onde PKPdf; car si l'on corrige le temps de propagation de l'onde du terme $\delta t_{\text{ani}}(\xi_i)$ le premier terme dans l'équation 3.5 disparaît. Pour les données dont les rais sont corrigés individuellement de l'anisotropie, la réduction du signal incohérent sera donc un critère de validité du modèle d'anisotropie.

3.4.4 Effet de l'anisotropie sur le signal cohérent

L'analyse stochastique n'est applicable que si l'on a un bon échantillonnage, ou un échantillonnage aléatoire, par les données, des différents paramètres qui influent sur le temps de propagation de l'onde. Pour l'onde PKPdf, la distribution géographique des

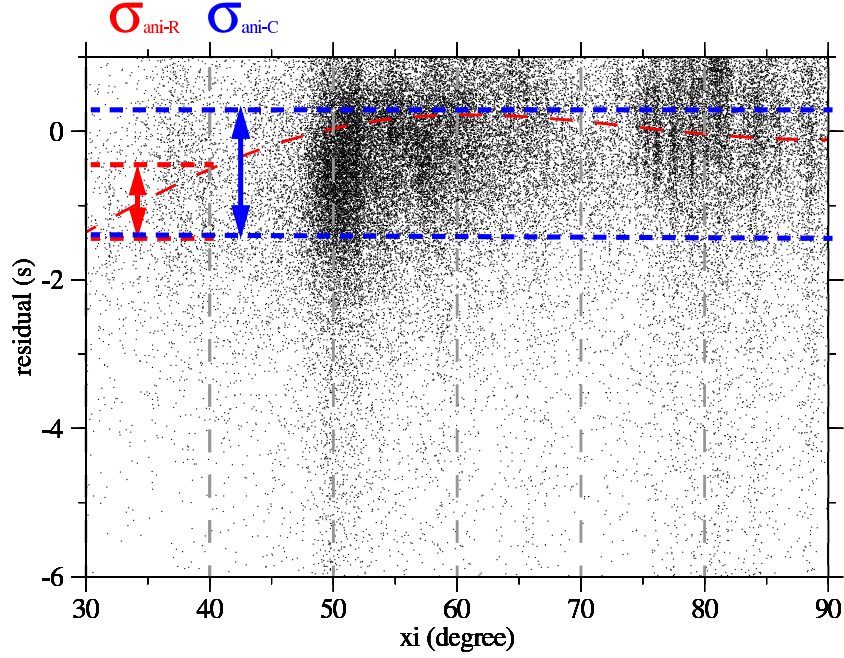


FIG. 3.14: Données du jeu PKPdf2 représentées en nuage de points sur un graphique résidus en secondes en fonction de l'angle ξ en degrés. Les barres grises verticales représentent la sélection en cases de 10° en ξ pour la construction des rais résumés. La courbe en pointillés rouges est le modèle d'anisotropie de la graine 5ISO250s2. La double flèche rouge représente le domaine de variation de la perturbation $\delta t_{\text{ani}}(\xi)$ associée à la contribution $\sigma_{\text{ani-R}}$ au signal incohérent, pour un rai résumé dans la case $30^\circ < \xi < 40^\circ$. La double flèche bleue représente le domaine de variation de la perturbation $\overline{\delta t_{\text{ani}}}(\xi)$ associée à la contribution $\sigma_{\text{ani-C}}$ au signal cohérent. Les données pour des valeurs de ξ inférieures à 30° ne sont pas représentées car leur nombre est faible.

trajets mais aussi la distribution des données selon le paramètre ξ doivent être bonnes car ces deux paramètres influent sur le temps de propagation de l'onde. La figure 3.5 montre que les 4 jeux de données présentent un assez bon échantillonnage géographique de la graine. Mais, la figure 3.6 montre clairement que la distribution des données selon le paramètre ξ est fortement non uniforme, car l'on ne dispose que de peu de données pour les valeurs de ξ inférieures à 40° .

Le terme σ_{Graine}^2 de l'équation (3.4) ne décrit pas uniquement les hétérogénéités de vitesse dans la graine, mais aussi l'anisotropie dans la graine. Si l'anisotropie de la graine n'est pas corrélée aux hétérogénéités de vitesse dans la graine, σ_N^2 s'écrit :

$$\sigma_N^2 = \overbrace{\frac{1}{M_N} \sum_{\Gamma_{\xi N}} \overline{\delta t_{ani}}(\xi)^2 - \left(\frac{1}{M_N} \sum_{\Gamma_{\xi N}} \overline{\delta t_{ani}}(\xi) \right)^2}^{\sigma_{\text{ani-C}}^2(N)} + \sigma_{\text{Het}}^2 + \sigma_{\text{Manteau}}^2 + \frac{\sigma_R^2}{N} \quad (3.6)$$

où σ_{Het}^2 est la variance des hétérogénéités dans la graine, $\overline{\delta t_{ani}}(\xi)$ est la perturbation du temps de propagation de l'onde due à l'anisotropie moyennée sur le rai résumé, M_N est le nombre de rai résumés contenant exactement N rai, et $\Gamma_{\xi N}$ est, à N fixé, la distribution des rai résumés selon le paramètre ξ . $\sigma_{\text{ani-C}}^2(N)$ est la contribution de l'anisotropie de la graine au signal cohérent. Elle dépend de N par la distribution des données $\Gamma_{\xi N}$. Cette contribution est symbolisée sur la figure 3.14.

L'effet de l'anisotropie sur le signal cohérent est d'autant plus important que le domaine de variation de la fonction $\overline{\delta t_{ani}}(\xi)$ est important. Les données les plus influencées sont typiquement les données non équatoriales, correspondant à des valeurs de ξ inférieures à 60° . La contribution $\sigma_{\text{ani-C}}^2(N)$ dépend de la distribution des données. Elle est d'autant plus grande que $\Gamma_{\xi N}$ couvre un grand intervalle de valeurs de ξ entre 0° et 60° car le domaine de variation de la fonction $\overline{\delta t_{ani}}(\xi)$ dépend de l'intervalle couvert par $\Gamma_{\xi N}$. Si $\Gamma_{\xi N}$ couvre l'intervalle $[0^\circ; 60^\circ]$ pour tout N et pour tout θ , le terme $\sigma_{\text{ani-C}}^2(N)$ de l'équation 3.6 est constant quelque soient N et θ . Mais dans notre cas, l'on ne dispose que de peu de données pour les faibles valeurs de ξ , comme l'indique la figure 3.6. La figure 3.15 montre que si la taille θ des cellules est petite, $\Gamma_{\xi N}$ ne couvre l'intervalle $[0^\circ; 60^\circ]$ que pour les faibles valeurs de N . Pour les faibles valeurs de θ et les grandes valeurs de N , $\Gamma_{\xi N}$ ne couvre tout au plus que l'intervalle $[50^\circ; 60^\circ]$. Donc $\sigma_{\text{ani-C}}^2(N)$ a une valeur plus faible pour les N grands, car la fonction $\overline{\delta t_{ani}}(\xi)$ varie avec une amplitude moindre sur l'intervalle $[50^\circ; 60^\circ]$ que sur l'intervalle $[0^\circ; 60^\circ]$. Or, lors de l'ajustement de la courbe de σ_N^2 , le signal cohérent σ_C^2 dépend principalement des valeurs de σ_N^2 à N grand. Ainsi, la distribution des données selon le paramètre ξ entraîne que le signal cohérent pour les faibles valeurs de θ est peu influencé par l'anisotropie. Cependant, lorsque la taille θ des cellules augmente, le nombre N de rai dans les rai résumés correspondants aux faibles valeurs de ξ augmente. Donc, pour les fortes valeurs de θ et les grandes valeurs de N , $\Gamma_{\xi N}$ couvre un intervalle plus grand. En conséquence, l'effet de l'anisotropie sur le signal

cohérent est plus important pour les grandes valeurs de θ que pour les faibles valeurs de θ à cause de la distribution des données selon le paramètre ξ .

Ainsi, la distribution des données implique que pour un modèle pas ou mal corrigé de l'anisotropie, le signal cohérent augmente avec le paramètre θ , alors que pour un modèle bien corrigé de l'anisotropie, on s'attend à retrouver une décroissance de σ_C^2 en fonction de θ si les hétérogénéités de vitesse ne sont pas corrélées à l'amplitude de l'anisotropie. Pour valider cette démonstration, des données synthétiques ont été produites pour les 3 jeux de données PKPdf2, PKPdf3 et PKPdf4, en calculant pour chaque donnée la perturbation du temps de propagation due à l'anisotropie de la graine pour le modèle 5ISO250s2, à laquelle on ajoute un bruit gaussien d'écart type égal au signal incohérent σ_R^2 déterminé pour les trajets équatoriaux. Ces données synthétiques ont ensuite été analysées par la méthode stochastique pour les trajets non équatoriaux ($\xi < 60^\circ$). Le signal cohérent obtenu est présenté sur la figure 3.16. Le signal cohérent est le plus fort pour les trajets les plus profonds, donc les plus sensibles à l'anisotropie de la graine, et il augmente en fonction de θ à cause de la distribution des données selon le paramètre ξ .

On suppose maintenant que les hétérogénéités de vitesse sont des hétérogénéités d'anisotropie, de telle façon que la direction de l'axe de symétrie de l'anisotropie est constante, mais l'amplitude de l'anisotropie peut varier. Ce cas peut correspondre à des degrés d'alignement des cristaux selon la direction préférentielle qui varient avec la position dans la graine. L'amplitude des hétérogénéités est alors d'autant plus forte que l'angle ξ est petit, car les trajets polaires sont les plus sensibles aux variations de l'amplitude de l'anisotropie. Dans ce cas, l'équation (3.6) n'est plus vraie car $\sigma_{\text{ani-C}}^2$ et σ_{Het}^2 ne sont plus indépendants. Si l'on suppose que l'on a corrigé les données avec un bon modèle radial d'anisotropie à symétrie cylindrique, la perturbation du temps de propagation liée aux hétérogénéités d'anisotropie $\overline{\delta t_{Het}}$ dépend de la position du trajet échantillonné par le rai résumé, mais aussi du paramètre ξ moyen pour le rai résumé. Si l'on suppose que, pour toutes les cellules en ξ et pour tout N, on a une bonne répartition géographique des données, l'équation 3.6 se transforme alors en une équation de la forme:

$$\sigma_N^2 = \overbrace{\frac{1}{M_N} \sum_{\Gamma_{\xi N}} \overline{\delta t_{Het}}(\xi)^2 - \left(\frac{1}{M_N} \sum_{\Gamma_{\xi N}} \overline{\delta t_{Het}}(\xi) \right)^2}^{\sigma_{\text{Het}}^2(N)} + \sigma_{\text{Manteau}}^2 + \frac{\sigma_R^2}{N} \quad (3.7)$$

où $\overline{\delta t_{Het}}(\xi)$ est la perturbation du temps de propagation due aux hétérogénéités de vitesse à ξ , moyennée sur le rai résumé, et $\sigma_{\text{Het}}^2(N)$ la contribution des hétérogénéités au signal cohérent qui dépend de N au travers de la distribution $\Gamma_{\xi N}$. Si l'on a des hétérogénéités d'anisotropie, la variance σ_{Het}^2 des hétérogénéités $\overline{\delta t_{Het}}(\xi)$ augmente lorsque ξ diminue, soit lorsque l'amplitude de l'anisotropie augmente. A cause de la distribution des données selon le paramètre ξ , on a donc un effet similaire à celui décrit au paragraphe précédent,

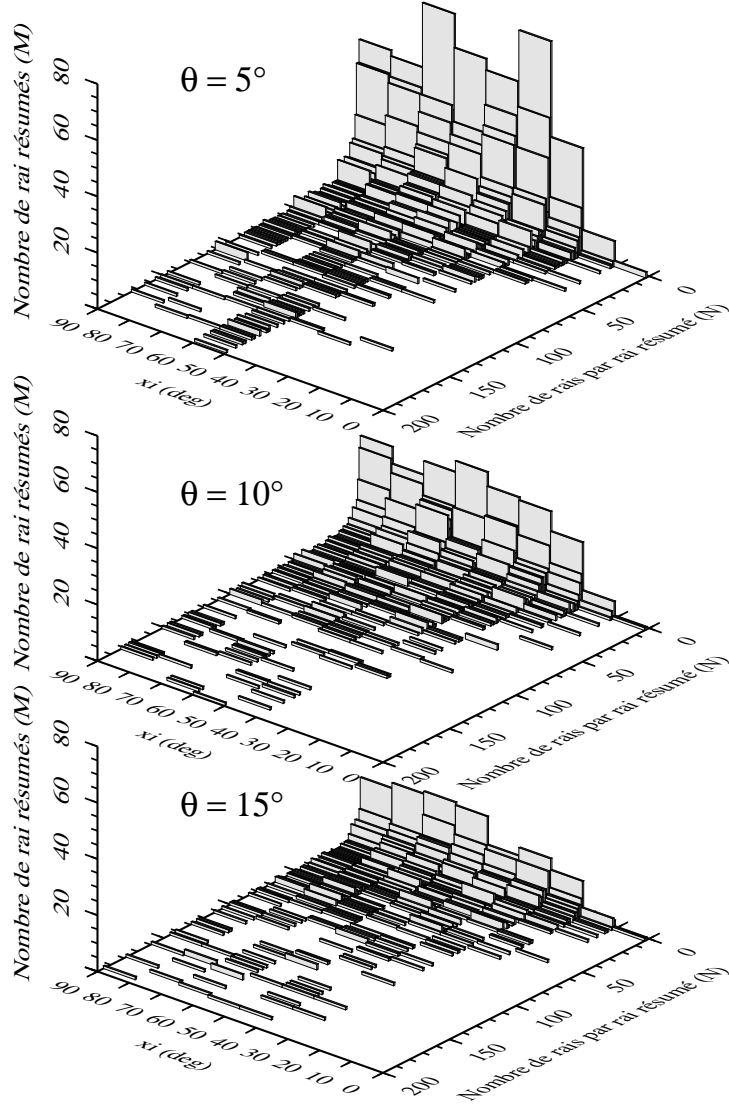


FIG. 3.15: Histogrammes en deux dimensions du nombre M de rai résumés en fonction du paramètre ξ (en $^\circ$) et du nombre N de rai par rai résumé, pour le jeu de données PKPdf3 et pour différentes valeurs de θ . On constate que pour $\theta = 5^\circ$ la distribution $\Gamma_{\xi N}$ ne couvre que l'intervalle $50^\circ < \xi < 90^\circ$ pour les valeurs de N supérieures à 100. Alors que pour $\theta = 15^\circ$ la distribution $\Gamma_{\xi N}$ couvre l'intervalle $30^\circ < \xi < 90^\circ$ pour les valeurs de N supérieures à 100.

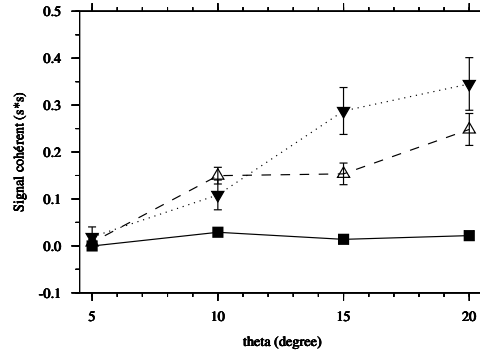


FIG. 3.16: Signal cohérent σ_C^2 (en s^2) en fonction de θ (en $^\circ$) des trajets non équatoriaux ($\xi < 60^\circ$) pour les données synthétiques produites à partir du modèle 5ISO250s2 pour les 3 jeux de données PKPdf2 (carrés pleins, trait plein), PKPdf3 (triangles, tirets) et PKPdf4 (triangles inversés pleins, pointillés).

le signal cohérent de l'onde augmente avec la taille θ des cellules.

Dans le cas d'hétérogénéités d'orientation de l'axe de symétrie de l'anisotropie, il est difficile de prédire quel est l'effet sur les signaux cohérents et incohérents et leur évolution en fonction du paramètre θ . On peut cependant raisonnablement penser que de telles hétérogénéités d'orientation de l'axe de symétrie de l'anisotropie ont pour effet de générer du signal cohérent.

3.4.5 Test des modèles d'anisotropie

Dans les deux sections précédentes, on a vu que le signal incohérent et le signal cohérent de la phase PKPdf peuvent être utilisés pour tester la validité d'un modèle d'anisotropie. Après avoir analysé le problème du faible nombre de données aux faibles valeurs de ξ , on peut affirmer que lorsque les données sont corrigées d'un modèle d'anisotropie donné:

- le modèle d'anisotropie est d'autant meilleur qu'il réduit les valeurs de σ_C^2 et σ_R^2 .
- si σ_C^2 diminue en fonction de θ , le modèle d'anisotropie de la graine est bon et les hétérogénéités de vitesse dans la graine ne sont pas corrélées à l'amplitude de l'anisotropie.
- si σ_C^2 augmente en fonction de θ , les causes possibles sont: le modèle d'anisotropie de la graine est mauvais, ou les hétérogénéités de vitesse dans la graine sont des hétérogénéités d'anisotropie.

Les données correspondant à des trajets non équatoriaux, c'est à dire les valeurs de ξ inférieures à 60° , sont traitées par la méthode d'analyse stochastique pour les 4 jeux de données de l'onde PKPdf.

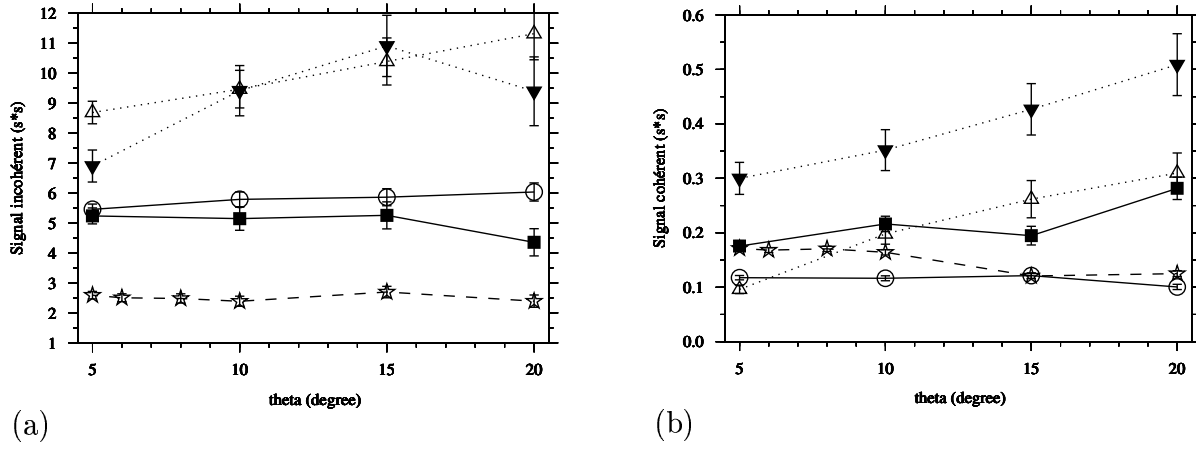


FIG. 3.17: Signal incohérent σ_R^2 (a) et signal cohérent σ_C^2 (b) (en s^2) en fonction de θ (en $^\circ$) pour la phase PKPbc (étoiles), et pour les données à $\xi < 60^\circ$ des 4 jeux de la phase PKPdf non corrigées de l'anisotropie de la graine. PKPdf1 (cercles, trait plein), PKPdf2 (carrés pleins, trait plein), PKPdf3 (triangles, pointillés) et PKPdf4 (triangles inversés pleins, pointillés).

La figure 3.17 présente les signaux cohérent et incohérent pour les données non corrigées de l'anisotropie de la graine. On note le fort signal incohérent σ_R^2 pour les phases PKPdf4 et PKPdf3 qui sont les plus profondes, et donc les plus influencées par l'anisotropie de la graine. On remarque aussi l'augmentation du signal cohérent σ_C^2 avec le paramètre θ comme décrit dans la section précédente. Le signal cohérent est le plus fort pour le jeu PKPdf4 car c'est le plus influencé par l'anisotropie de la graine. L'augmentation du signal cohérent avec le paramètre θ n'est pas due à la nouvelle procédure de réalisation des rais résumés qui inclut un découpage selon l'angle ξ ; car lorsque cette procédure est appliquée aux trajets équatoriaux ($\xi > 60^\circ$), les résultats obtenus sont identiques à ceux présentés sur la figure 3.10.

La méthode stochastique peut être utilisée pour tester n'importe quel modèle d'anisotropie en corrigeant les données PKPdf de ce modèle, et en réalisant une analyse stochastique des données non équatoriales ($\xi < 60^\circ$). Ainsi, les modèles d'anisotropie de la graine suivants ont été testés par cette méthode:

- Song et Helmberger (1993), noté SH93: anisotropie transverse isotrope, uniforme dans la graine, avec un axe de symétrie selon l'axe Nord-Sud géographique de la Terre, et une amplitude de 3.2 %.
- Le modèle 5ISO250s2 (voir tableau 3.1), noté ISO250: couche isotrope de 250 km d'épaisseur à la surface de la graine, puis anisotropie transverse isotrope, uniforme dans le reste de la graine, avec un axe de symétrie selon l'axe Nord-Sud géographique de la Terre, et une amplitude de 3.15 %.
- Su et Dziewonski (1995), noté SD95: anisotropie transverse isotrope, avec un axe

de symétrie selon l'axe Nord-Sud géographique de la Terre, et une dépendance radiale de l'anisotropie en couches de 300 km d'épaisseur dans la graine (modèle ICA4A).

- Garcia et Souriau (2000) (voir tableau 3.3), noté GS00: anisotropie transverse isotrope, avec un axe de symétrie selon l'axe Nord-Sud géographique de la Terre, et une dépendance radiale en 3 couches pour les intervalles de profondeur 0-100 km, 100-400 km et 400-1220 km dans la graine, ainsi qu'une dépendance en longitude en 8 tranches de 45° de largeur. Ce modèle est présenté à la section 3.3.2.

Ces modèles d'anisotropie sont représentés sur les figures 3.18 et 3.12. Ils ont été choisis car ils présentent différents niveaux de complexité et doivent nous permettre de tester la présence d'une couche isotrope à la surface de la graine et la dépendance radiale et latérale de l'anisotropie.

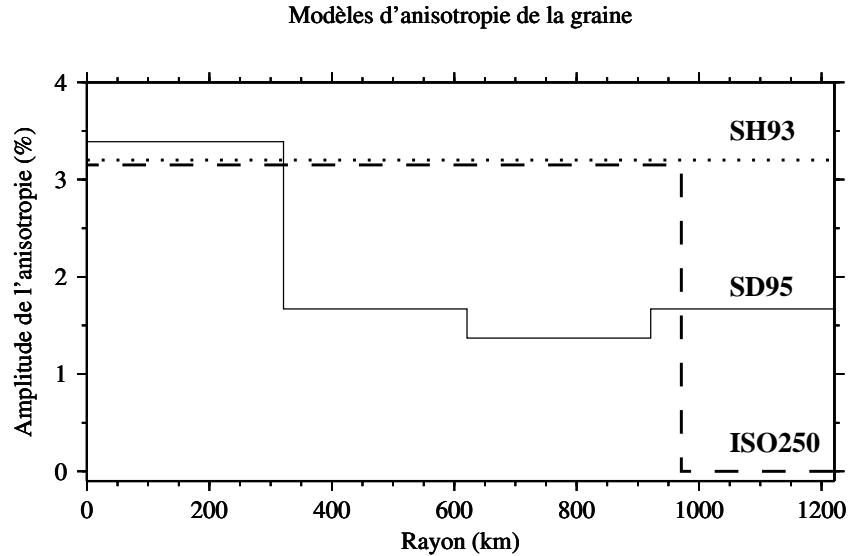


FIG. 3.18: Amplitude de l'anisotropie dans la graine (en %) en fonction du rayon (en km) pour les modèles SH93 (pointillés), ISO250 (tirets) et SD95 (trait plein).

Les résultats obtenus pour les 4 jeux de données sont présentés par les figures 3.19 à 3.22. Pour les données du jeu PKPdf1 (figure 3.19), les modèles ISO250, SD95 et GS00 ne modifient que très peu les signaux incohérent et cohérent, car ils présentent une anisotropie faible à la surface de la graine. Par contre, le modèle SH93, qui présente une anisotropie de 3.2 %, augmente le signal cohérent. Ces résultats montrent que les données favorisent un faible niveau d'anisotropie à la surface de la graine, car les modèles ISO250, SD95 et GS00 expliquent mieux les données échantillonnant les 60 premiers kilomètres de la graine que le modèle SH93.

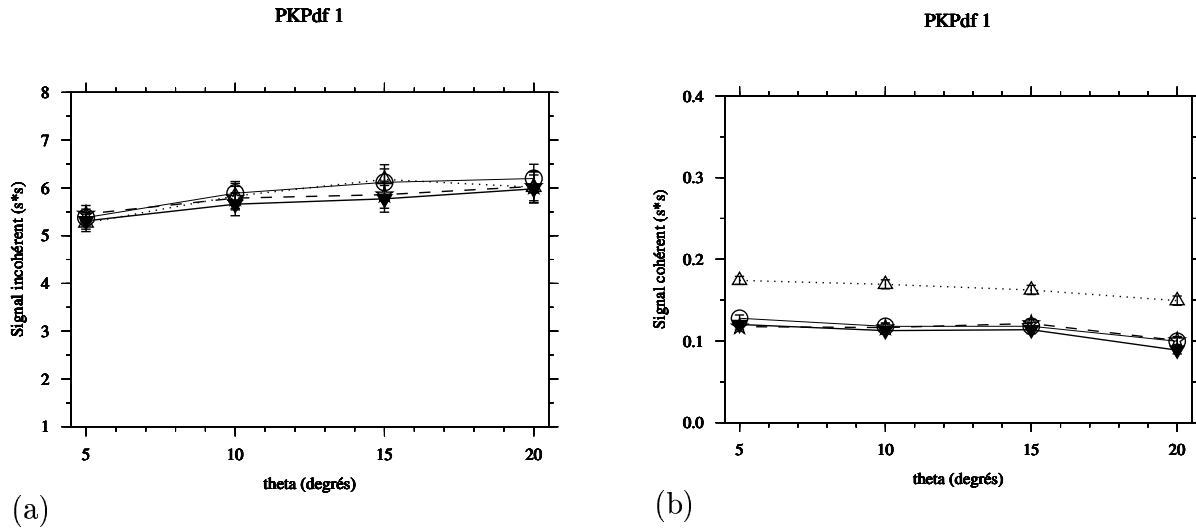


FIG. 3.19: Signal incohérent σ_R^2 (a) et signal cohérent σ_C^2 (b) (en s^2) en fonction de θ (en $^\circ$) pour les trajets à $\xi < 60^\circ$ du jeu de données PKPdf1 (étoiles, tirets), et pour les mêmes données corrigées des modèles d'anisotropie SH93 (triangles, pointillés), SD95 (cercles, trait fin), et de GS00 (triangles inversés pleins, trait épais). La correction par le modèle ISO250 ne modifie pas le jeu de données PKPdf1 car l'anisotropie est nulle dans les 250 premiers kilomètres sous la surface de la graine.

Pour les données du jeu PKPdf2 (figure 3.20), les modèles ISO250, SD95 et GS00 réduisent le signal incohérent alors que le modèle SH93 augmente ce signal. Une anisotropie moyenne inférieure à 3% dans les 400 premiers kilomètres de la graine est donc préférée. Cependant, seul le modèle GS00, présentant une dépendance longitudinale de l'amplitude de l'anisotropie, est capable de réduire le signal cohérent pour ces données dont le point le plus bas est compris entre 220 et 380 km de profondeur dans la graine. L'analyse stochastique favorise donc une dépendance longitudinale de l'anisotropie dans cet intervalle de profondeur, confirmant ainsi les résultats obtenus à partir des temps différentiels BC-DF (Tanaka et Hamaguchi, 1997; Creager, 1999). On peut cependant constater que l'on ne parvient pas à obtenir une décroissance du signal cohérent en fonction de θ .

Pour les données du jeu PKPdf3 (figure 3.21), les 4 modèles d'anisotropie réduisent le signal incohérent, même si la réduction la plus importante est obtenue pour le modèle GS00. Les modèles ISO250, SD95 et GS00 donnent un signal cohérent comparable, alors que le modèle SH93 augmente significativement le niveau de signal cohérent. Seul le modèle GS00 est capable de réduire légèrement le signal cohérent pour certaines valeurs de θ . Ceci suggère que la dépendance longitudinale de l'anisotropie entre 100 et 400 km de profondeur apparaît dans les données dont le point le plus bas est entre 380 et 630 km de profondeur. Cependant, on n'obtient dans le meilleur des cas qu'une faible réduction du signal cohérent, et celui-ci augmente toujours en fonction de θ . Ce résultat suggère

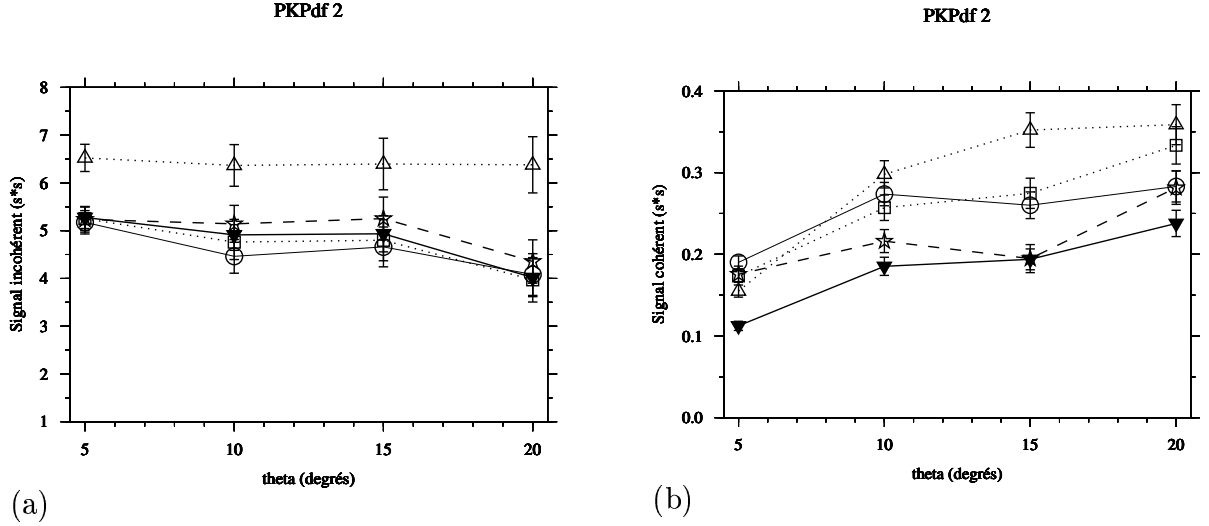


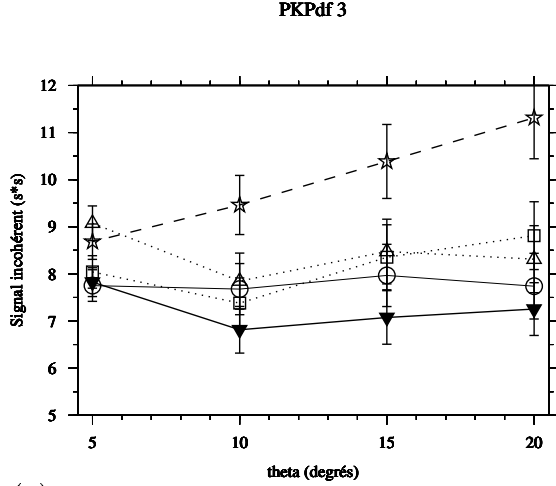
FIG. 3.20: Signal incohérent σ_R^2 (a) et signal cohérent σ_C^2 (b) (en s^2) en fonction de θ (en $^\circ$) pour les trajets à $\xi < 60^\circ$ du jeu de données PKPdf2 (étoiles, tirets), et pour les mêmes données corrigées des modèles d'anisotropie SH93 (triangles, pointillés), ISO250 (carrés, pointillés), SD95 (cercles, trait fin), et GS00 (triangles inversés pleins, trait épais).

que les modèles n'expliquent pas la totalité de la structure de vitesse de la graine.

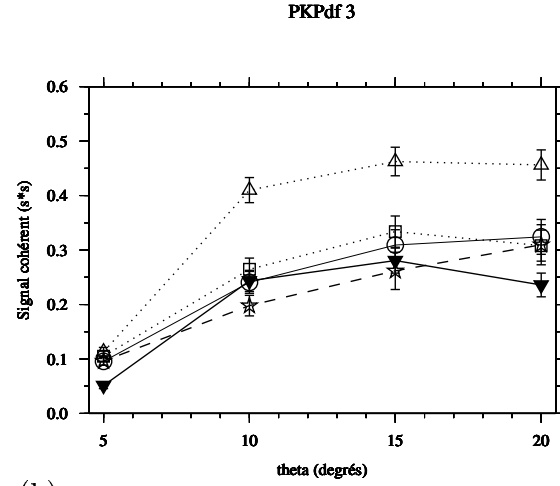
Pour les données du jeu PKPdf4 (figure 3.22), les 4 modèles d'anisotropie réduisent le signal incohérent, et la réduction la plus importante est obtenue pour le modèle GS00. De même, les 4 modèles d'anisotropie réduisent de façon similaire à la fois le signal cohérent et sa croissance en fonction de θ . Ce dernier résultat montre donc que la dépendance longitudinale et radiale de l'anisotropie doit être faible au delà de 630 km de profondeur dans la graine. Cependant, la décroissance du signal cohérent en fonction de θ n'est toujours pas obtenue.

3.4.6 Conclusion

Après une étude théorique de l'information contenue dans le signal cohérent, et des effets de l'anisotropie sur les signaux cohérent et incohérent, une méthode a été développée pour tester la validité des modèles d'anisotropie. Cette méthode est appliquée à trois modèles paramétrisés différemment (anisotropie uniforme, puis dépendance radiale, et enfin dépendance radiale et longitudinale) pour tester la véracité des variations radiales et latérales de l'anisotropie. Ces tests favorisent un niveau d'anisotropie faible ou nul dans les 60 premiers kilomètres de la graine et une dépendance longitudinale de l'anisotropie entre 100 et 400 km de profondeur dans la graine. Par contre, l'anisotropie ne semble pas présenter de variations radiales ou latérales au delà de 630 km de profondeur dans la graine. Parmi les 4 modèles testés, les tests favorisent le modèle de graine de Garcia et Souriau (2000). Cependant, ce modèle possède 72 paramètres, alors que le modèle de Su et Dziewonski (1995), qui ne possède que 12 paramètres, donne des

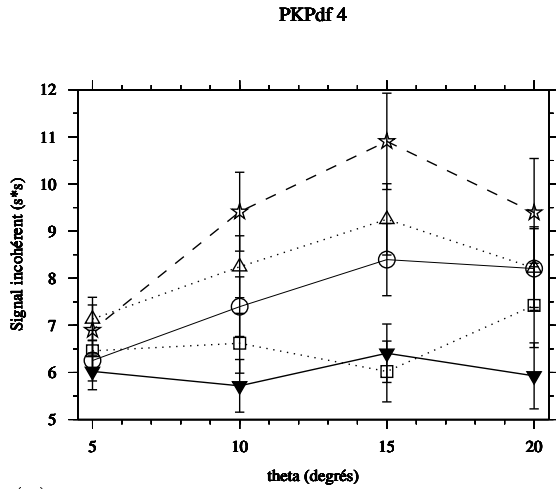


(a)

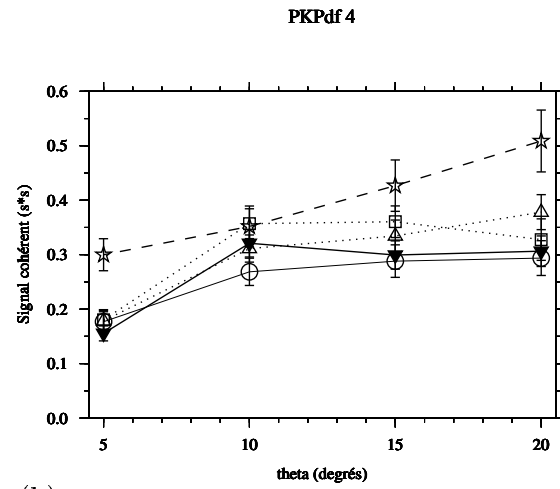


(b)

FIG. 3.21: Signal incohérent σ_R^2 (a) et signal cohérent σ_C^2 (b) (en s^2) en fonction de θ (en $^\circ$) pour les trajets à $\xi < 60^\circ$ du jeu de données PKPdf3 (étoiles, tirets), et pour les mêmes données corrigées des modèles d'anisotropie SH93 (triangles, pointillés), ISO250 (carrés, pointillés), SD95 (cercles, trait fin), et GS00 (triangles inversés pleins, trait épais).



(a)



(b)

FIG. 3.22: Signal incohérent σ_R^2 (a) et signal cohérent σ_C^2 (b) (en s^2) en fonction de θ (en $^\circ$) pour les trajets à $\xi < 60^\circ$ du jeu de données PKPdf4 (étoiles, tirets), et pour les mêmes données corrigées des modèles d'anisotropie SH93 (triangles, pointillés), ISO250 (carrés, pointillés), SD95 (cercles, trait fin), et GS00 (triangles inversés pleins, trait épais).

résultats équivalents pour le signal cohérent des données PKPdf1, PKPdf3 et PKPdf4. Malgré cette limitation, les résultats du signal cohérent pour le jeu de données PKPdf2 confirment la dépendance longitudinale de l'anisotropie entre 100 et 400 km de profondeur, principale caractéristique du modèle de Garcia et Souriau (2000). Aucun des modèles d'anisotropie de la graine testés ne permet d'obtenir une décroissance du signal cohérent en fonction de θ , pour les données PKPdf dont la profondeur de pénétration dans la graine est supérieure à 230 km. Ce résultat suggère qu'aucun de ces modèles n'explique la totalité de la structure de vitesse de la graine. Au delà des variations à grandes longueurs d'ondes de l'amplitude de l'anisotropie, il semble donc nécessaire d'invoquer un modèle de vitesse plus complexe pour la graine, incluant probablement des hétérogénéités d'amplitude et de direction préférentielle de l'anisotropie à plus courtes longueurs d'ondes.

L'analyse du signal cohérent des trajets les moins anisotropes de la phase PKPdf a aussi permis d'obtenir une estimation du niveau d'hétérogénéités dans la graine, par comparaison avec la phase PKPbc. L'analyse des barres d'erreurs sur le signal cohérent donne un niveau d'hétérogénéités dans la graine inférieur à 0.3% pour les longueurs d'ondes supérieures à 200 km. On déduit de cette analyse que les hétérogénéités de la graine sont principalement des hétérogénéités d'anisotropie.

Le test des modèles d'anisotropie et l'étude des trajets faiblement anisotropes par l'analyse stochastique des données du fichier EHB montrent donc que:

- La graine présente une anisotropie faible dans les 60 premiers kilomètres sous sa surface dans l'hypothèse d'une anisotropie dont l'axe de symétrie est orienté selon l'axe Nord-Sud de la Terre.
- La graine présente de fortes variations longitudinales de l'amplitude de l'anisotropie entre 100 et 400 km de profondeur.
- L'anisotropie est approximativement constante ($\sim 3\%$) et uniforme pour les profondeurs supérieures à 630 km.
- Les hétérogénéités de vitesse dans la graine sont essentiellement dues à des hétérogénéités d'anisotropie, en amplitude ou en direction préférentielle.
- Les modèles d'anisotropie à grandes longueurs d'ondes n'expliquent pas la totalité du signal cohérent des ondes PKPdf, suggérant la présence d'hétérogénéités d'anisotropie à plus courtes longueurs d'ondes.

3.5 Conclusion et discussion

Les données de temps de propagation de l'onde PKPdf ont été sélectionnées avec attention à partir du fichier EHB, en tenant compte des possibles biais introduits par

l'anisotropie de la graine. La méthode d'analyse stochastique des données appliquée aux trajets équatoriaux, a priori les moins anisotropes, donne une borne supérieure de 0.3% pour les hétérogénéités de vitesse au delà de 200 km de profondeur dans la graine. De plus, la même méthode permet aussi de valider le modèle de graine, et notamment la dépendance longitudinale de l'amplitude de l'anisotropie dans l'intervalle de profondeur 100 à 400 km. L'inversion simultanée des données du fichier EHB et des temps de propagation différentiels BC-DF donne une image de la dépendance radiale et longitudinale de l'anisotropie dans la graine. Le modèle est présenté par les figures 3.12 et 3.13, et le tableau 3.3. Le modèle obtenu est en accord avec les déterminations précédentes de l'anisotropie de la graine. On retrouve un faible niveau d'anisotropie à la surface de la graine (Shearer, 1994; Su et Dziewonski, 1995; Song et Helmberger, 1995b; Niu et Wen, 2001), une variation hémisphérique de l'anisotropie entre 100 et 400 km de profondeur (Tanaka et Hamaguchi, 1997; Creager, 1999), et une forte anisotropie ($\sim 3\%$) au centre de la graine (Vinnik et al., 1994; Su et Dziewonski, 1995; Song, 1996). La vitesse isotrope est constante dans chaque couche du modèle, confirmant le faible niveau d'hétérogénéités isotropes obtenu par la méthode stochastique. On conclut donc que la variation hémisphérique de l'anisotropie est due à une distribution différente de l'orientation des cristaux, et non à une différence de structure cristalline ou de composition chimique. L'image d'une graine composée d'un noyau fortement anisotrope entourée dissymétriquement par une couche isotrope soulève de nombreuses questions concernant la dynamique du noyau et le mode de différenciation de la graine. La capacité des différents modèles de la dynamique de la graine à expliquer les observations sismologiques est donc discutée.

La couche isotrope dans les 100 premiers kilomètres sous la surface de la graine présente un faible facteur de qualité (Souriau et Roudil, 1995). L'orientation préférentielle des dendrites de Fer dans le flux de chaleur à la surface de la graine est en mesure d'expliquer l'isotropie des vitesses et la forte atténuation à la surface de la graine (Bergman, 1997). Mais, un modèle de compaction de la zone de bouillie solide-liquide à la surface de la graine (Sumita et al., 1996) peut aussi expliquer à la fois l'isotropie apparente par une anisotropie radiale sous l'effet de la compaction, et une forte atténuation due à la présence d'inclusions fluides dans la matrice poreuse. Ces deux modes de différenciation de la graine ne s'excluent pas mutuellement, la différence se fait par l'épaisseur de la zone de bouillie solide-liquide, qui dépend de la perméabilité du milieu, des viscosités du fluide et du solide, de la vitesse de sédimentation (Sumita et al., 1996), et de la composition chimique de l'alliage. Dans le modèle proposé par Bergman (1997), on suppose que la taille de cette zone est négligeable, alors que dans celui proposé par Sumita et al. (1996) on suppose que la zone poreuse a des dimensions kilométriques. On ne peut départager ces deux modèles à partir des observations sismologiques.

La structure dissymétrique de l'anisotropie entre 100 et 400 km de profondeur soulève

aussi de nombreuses questions quant au mécanisme de formation de l'anisotropie. En effet, la presque totalité des mécanismes invoqués pour la formation de l'anisotropie dans la graine invoquent des phénomènes axisymétriques.

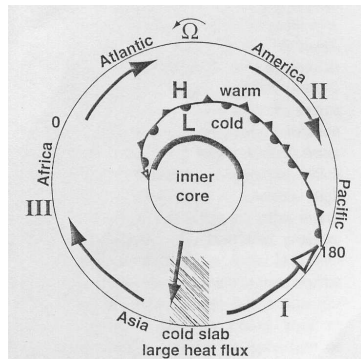
Le mécanisme d'orientation des cristaux sous l'effet de la convection de la graine (Wenk et Machetel, 1992; Romanowicz et al., 1996) a été proposé pour expliquer l'anisotropie de la graine par la mise en jeu des bas degrés de la convection. Si les degrés supérieurs de la convection entrent en jeu, les mouvements de convection ne sont pas axisymétriques, et peuvent expliquer la dissymétrie observée. Cependant, si la vigueur de la convection est trop importante, il est difficile de maintenir une anisotropie axisymétrique au centre de la graine.

Le mécanisme de formation de l'anisotropie par orientation préférentielle des dendrites de Fer dans la direction du flux de chaleur (Bergman, 1997) possède la symétrie du flux de chaleur à la surface de la graine (voir figure 1.19). Mais les dernières expérimentations réalisées sur la glace de mer montrent que l'orientation des dendrites dépend de la direction et de la nature du flux de matière à la surface de la zone de cristallisation (Bergman, 2000; Bergman et al., soumis). Ainsi, pour un flux de matière imposé de façon externe, l'axe *c* de la structure hexagonale compacte est orienté dans la direction du courant à l'interface, alors que pour un flux de matière convectif, sous certaines conditions, l'axe *c* s'oriente perpendiculairement à la direction des mouvements à l'interface. Si l'anisotropie de la graine est reliée à la direction et la nature du flux de matière à la surface de la graine lors de sa cristallisation, la structure anisotrope peut être dissymétrisée par la structure de la convection dans le noyau liquide. D'autant plus que les conditions de flux de chaleur à la base du manteau sont susceptibles d'influer sur les mouvements dans le noyau liquide (Glatzmaier et al., 1999; Sumita et Olson, 1999; Bloxham, 2000). Mais la nature et la direction du flux de matière à la surface de la graine, ainsi que son évolution temporelle, ne sont pas connus. Le mécanisme proposé par Bergman entre donc dans le champ des possibilités, mais devra bénéficier d'une meilleure connaissance de la structure et de l'évolution de la convection dans le noyau liquide pour pouvoir être validé.

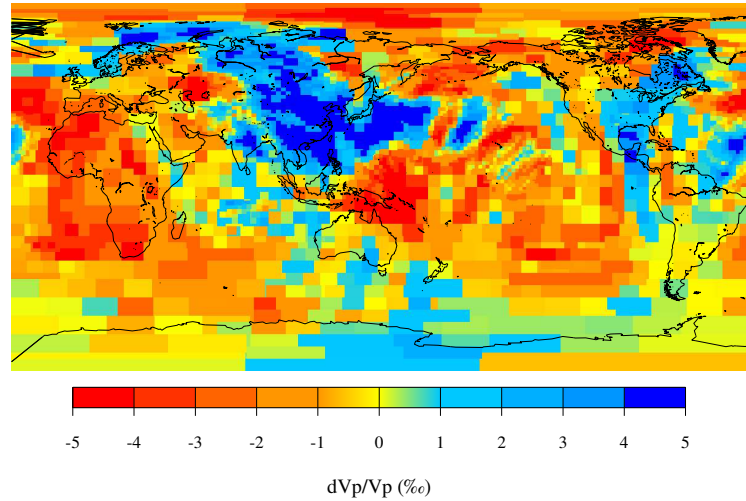
Un autre mécanisme susceptible de rompre la symétrie est l'orientation des cristaux par alignement dans un champ de contrainte créé par les conditions de flux de chaleur à la surface de la graine. Ce mécanisme proposé par Yoshida et al. (1996) est illustré par la figure 1.19.b. Il invoque un flux de chaleur plus important à l'équateur qu'aux pôles, à cause de la structure de la convection dans le noyau liquide. Or, la convection dans le noyau liquide est fortement influencée par les conditions de flux de chaleur à l'interface noyau-manteau (Sumita et Olson, 1999). Une dissymétrie du flux de chaleur à l'interface noyau-manteau peut donc entraîner une dissymétrie du flux de chaleur à la surface de la graine. Le modèle proposé par Sumita et Olson (1999) est présenté sur la figure 3.23. La figure 3.23.a résume les résultats de l'expérience de convection dans un

fluide en rotation, sous l'effet d'une zone de fort flux de chaleur à la surface du noyau, qui représente la zone de perturbations positives de la vitesse des ondes P située sous l'Asie à la base du manteau (voir figure 3.23.b). La convection dans le noyau liquide se structure en deux régions, l'une froide et l'autre chaude, séparées par un front. La partie ombrée à la surface de la graine représente la région de fort flux de chaleur qui couvre l'hémisphère Ouest. La dissymétrie du flux de chaleur à la surface de la graine entraîne une croissance plus rapide de la graine dans l'hémisphère Ouest, et une anisotropie plus importante dans cet hémisphère par alignement des cristaux dans le champ de contrainte créé par le réajustement hydrostatique de la graine (voir figure 3.23.c). La structure de la convection obtenue explique aussi la faible variation séculaire de la composante radiale du champ magnétique observée dans la région du Pacifique sur la figure 3.23.d (Bloxham, 1992). Un tel mécanisme est favorisé par le fait que la constante de temps nécessaire pour cristalliser les 300 derniers kilomètres de la graine ($\sim 1 \times 10^9$ an) (Buffett et al., 1996; Labrosse et al., 1997) est comparable à la constante de temps de la convection dans le manteau, donc à l'évolution du flux de chaleur à l'interface noyau-manteau. Cependant, les modèles sismologiques de la base du manteau à grandes longueurs d'ondes favorisent un degré 2 et non un degré 1, ce qui remet en question le flux de chaleur utilisé dans l'expérience de Sumita et Olson.

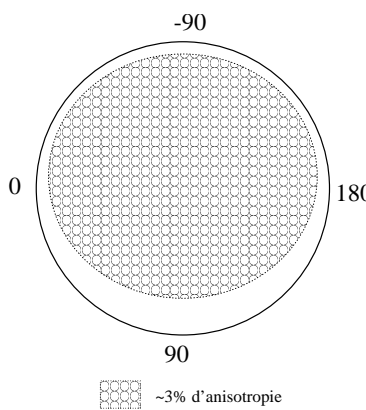
La structure hémisphérique de l'anisotropie de la graine peut être expliquée par certains modèles de formation de l'anisotropie. Cependant, pour affiner notre connaissance de la graine il convient de caractériser les structures de plus petite échelle, telles que la transition entre les parties isotrope et anisotrope, et les objets diffractants. Une modélisation des ondes PKPdf pour une structure anisotrope tridimensionnelle serait nécessaire. Cependant, la couverture géographique des données PKPdf de bonne qualité est restreinte par les régions sources associées aux zones de subduction et par des récepteurs installés uniquement sur les zones continentales. Les modèles d'anisotropie de la graine ne peuvent donc pas être contraints jusqu'à l'unicité pour les longueurs d'ondes inférieures à 2000 km. Ainsi, les progrès futurs viendront probablement du déploiement des sismographes de fond de mer qui permettront d'augmenter la couverture des rais PKPdf et par conséquent de mieux contraindre les modèles d'anisotropie. La caractérisation des petites échelles de la graine passera sûrement par l'utilisation de grandes antennes sismologiques qui permettent l'exploitation d'autres phases que PKPdf, ainsi que l'utilisation de méthodes de traitement du signal pour identifier les structures à plus courtes longueurs d'ondes dans la graine. Une autre façon de caractériser ces structures peut être le développement de méthodes pour séparer l'atténuation intrinsèque de l'atténuation due aux diffractions sur les courtes longueurs d'ondes dans la graine. L'utilisation de la coda des ondes PKiKP par Vidale et Earle (2000) est un premier pas vers la détermination de la structure à petite échelle dans la graine.



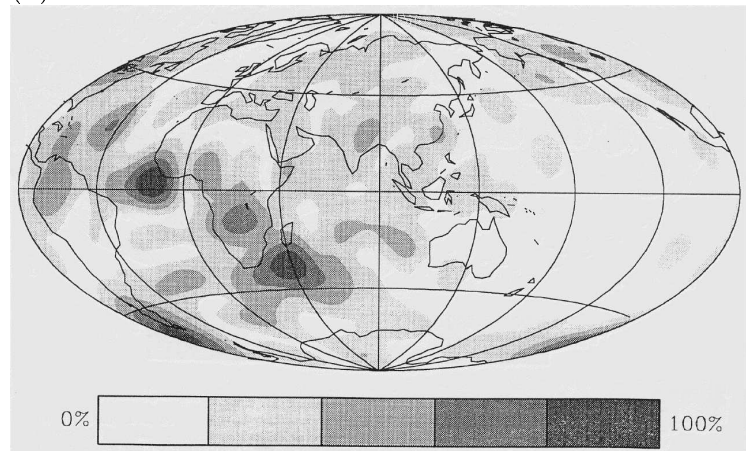
(a)



(b)



(c)



(d)

FIG. 3.23: (a) Schéma en coupe équatoriale résumant la structure de la convection obtenue dans l'expérience de Sumita et Olson (1999), et le lien avec la convection dans le noyau liquide. La partie grisée indique la zone de fort flux de chaleur introduite dans l'expérience et représentant une plaque océanique froide subductée jusqu'à la base du manteau. Le trait noir symbolise le front entre la zone froide (cercles) et la zone chaude (triangles). La partie noircie à la surface de la graine indique la région de fort flux de chaleur. (b) Perturbations de la vitesse des ondes P à la base du manteau (2805 km de profondeur), d'après Bijwaard et al. (1998). La zone de perturbations positives sous l'Asie est assimilée à une zone de fort flux de chaleur à la surface de la graine dans l'expérience de Sumita et Olson (1999). (c) Schéma de la structure anisotrope de la graine obtenue par l'inversion des temps de propagation des ondes de volume. La partie la plus fortement anisotrope entre 100 et 400 km de profondeur correspond à la région de fort flux de chaleur à la surface de la graine. (d) Ecart type de la variation séculaire de la composante radiale du champ magnétique, normalisé à son amplitude maximale, pour la période 1840-1990, d'après Bloxham (1992). On remarque que la variation séculaire est faible dans la région du Pacifique où le front entre les zones chaude et froide bloque la dérive vers l'Ouest.

Chapitre 4

Structure de la partie externe de la graine

4.1 Introduction

Les premiers kilomètres de la graine constituent à la fois une zone d'importantes interactions thermiques, chimiques et mécaniques entre la graine et le noyau liquide, et le lieu de la cristallisation de la graine. Les propriétés sismologiques de la partie supérieure de la graine sont différentes de celles de l'intérieur. En effet, nous avons vu au chapitre précédent que les premiers kilomètres de la graine ne semblent pas présenter d'anisotropie transverse isotrope avec un axe de symétrie parallèle à l'axe de rotation de la Terre (Shearer, 1994; Su et Dziewonski, 1995; Song et Helmberger, 1995b; Garcia et Souriau, 2000a; Niu et Wen, 2001), alors que le reste de la graine possède cette propriété d'anisotropie. La partie externe de la graine est aussi plus atténuante que l'intérieur de la graine. Le facteur de qualité des ondes de volume augmente avec la profondeur passant de ~ 200 dans les 100 premiers kilomètres (Doornbos, 1974; Cormier, 1981; Doornbos, 1983; Cummins et Johnson, 1988b; Niazi et Johnson, 1992) à ~ 450 dans les 400 km suivants (Bhattacharyya et al., 1993; Souriau et Roudil, 1995; Bowers et al., 1999; Tseng et al., 2001). Il semble donc qu'il existe une couche à la surface de la graine significativement différente du reste de la graine. Cette couche a un rôle dynamique important car elle est probablement liée au mécanisme de formation de l'anisotropie par orientation des cristaux de Fer lors de leur cristallisation. De plus, sa viscosité est probablement inférieure à celle de l'intérieur de la graine, elle est donc susceptible de se déformer sous l'effet des sollicitations dynamiques dues au couplage gravitationnel avec le manteau, et aux interactions magnétiques, thermiques ou visqueuses avec le noyau liquide.

La vitesse des ondes de volume dans la région de l'interface entre la graine et le noyau liquide a été beaucoup étudiée par les ondes de volume. L'étude de l'onde PKPbc a mis en évidence un faible gradient de vitesse des ondes P à la base du noyau liquide (voir

section 1.4.7). D'autres études (voir section 1.4.8) ont aussi permis d'estimer l'épaisseur de l'interface entre le noyau liquide et la graine comme étant inférieure à 3 km, et de contraindre le saut de vitesse des ondes P à travers l'interface entre 0.5 et 0.85 km/s. Les premiers kilomètres de la graine présentent aussi un fort gradient de vitesse des ondes P et S, et des hétéogénéités de vitesse dont l'amplitude est de l'ordre de 0.5%. La figure 4.1, extraite de Huang (1996), présente différents modèles de vitesse des ondes P à la surface de la graine et à la base du noyau liquide.

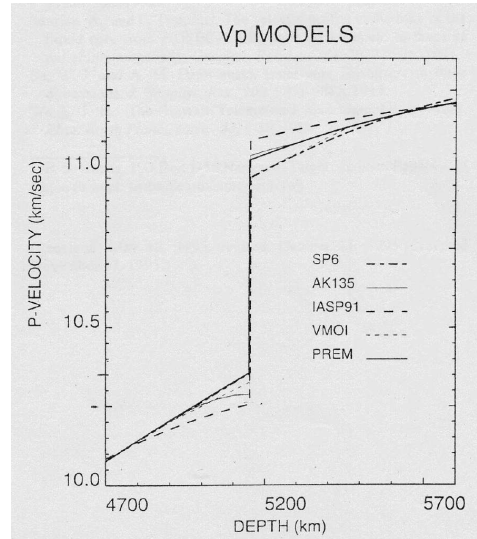


FIG. 4.1: D'après Huang (1996), vitesse des ondes P (en km/s) en fonction de la profondeur dans la Terre (en km) pour la région située à la surface de la graine, et pour différents modèles de Terre: SP6 (Morelli et Dziewonski, 1993), AK135 (Kennett et al, 1995), IASP91 (Kennett et Engdahl, 1991), VMOI (Kaneshima et al, 1994) et PREM (Dziewonski et Anderson, 1981).

La modélisation des formes d'ondes du noyau permet de déduire un modèle de vitesse et d'atténuation pour la graine par comparaison entre les sismogrammes synthétiques et les données à différentes périodes. Les travaux théoriques sur la propagation des ondes de volume (Richards, 1973; Cormier et Richards, 1977; Choy et Cormier, 1983) ont permis de modéliser la forme d'onde des phases du noyau à toutes les distances épicentrales, y compris celles où intervient le couplage des phases PKIKP+PKiKP, dont les trajets sont présentés sur la figure 4.2. L'étude de ces phases à courtes périodes (Cormier, 1981; Choy et Cormier, 1983; Cormier et Choy, 1986; Cummins et Johnson, 1988a; Kaneshima, 1996) et à longues périodes (Müller, 1973; Häge, 1983; Song et Helmberger, 1992) a permis de préciser le saut de vitesse des ondes P (0.5-0.78 km/s), le gradient de vitesse des ondes P ($\sim 5 \times 10^4 s^{-1}$), l'atténuation ($Q \approx 200$) et les hétéogénéités de vitesse ($\sim 0.5\%$) à la surface de la graine. Cependant, ces études sont limitées par un faible nombre de données

qui échantillonnent des trajets spécifiques, et surtout par une méthode d'inversion par essai-erreur reposant sur une validation visuelle des sismogrammes.

Le but de notre étude de la forme des ondes PKIKP+PKiKP est d'inverser un jeu de données mondiales pour obtenir simultanément l'atténuation et la vitesse des ondes P à la surface de la graine, en minimisant une fonction coût à la fois dans l'espace temporel et dans l'espace fréquentiel. L'article soumis à la revue *Geophysical Journal International* est présenté dans la première section de ce chapitre. Cette étude présente des résultats préliminaires qui doivent être précisés par les développements futurs. Elle est complétée par la description d'une série d'améliorations de la procédure d'inversion, et par une série de tests synthétiques destinés à mieux maîtriser les paramètres influençant les résultats de l'inversion. L'inversion des données dans le domaine fréquentiel est aussi présentée et précise le modèle sismologique de la graine. En conclusion, on discutera les conséquences des résultats obtenus pour la compréhension de la dynamique de la graine.

4.2 Inversion et structure de vitesse et d'atténuation

Cette partie reproduit l'article soumis au *Geophysical Journal International*, et le complète par une série de tests des inversions dans les domaines temporels et fréquentiels.

4.2.1 Inversion de forme d'onde et structure de la partie externe de la graine

Constraints on upper inner core structure by waveform inversion of core phases

R. Garcia. 2001. submitted to *Geophysical Journal International*

Abstract

The determination of the inner core boundary structure is a key for understanding the mechanisms of inner core growth, iron solidification and anisotropy formation in the inner core. A waveform inversion of a worldwide data set of PKIKP and PKiKP core phases is performed to investigate velocity and attenuation structure of this region. The data set is chosen to sample the top 50 km of the inner core. Two inversion procedures combining frequency and time domain observations are presented. The average attenuation γ of P-waves in the uppermost inner core is found to be high ($\gamma = \frac{1}{Q} \sim 0.01$). The uppermost inner core interface is divided in two regions: a region extending from 120°W to 60°E and

characterized by low P-wave velocities ($\frac{dV}{V} \sim -1\%$) and weak attenuation, and a region extending from 80°E to 120°W and characterized by high P-wave velocities ($\frac{dV}{V} \sim 1.5\%$) and strong attenuation. The results of the inversion procedure do not favour the presence of axisymmetric anisotropy in the uppermost inner core for these two regions. However, these regions are correlated with those where large scale variations of the inner core anisotropy have been previously determined in the deeper inner core, 100 km beneath the inner core boundary.

Introduction

The Earth's inner core plays an important role in many dynamical processes of the Earth's deep interior. Body wave seismology is one of the best tool to give an insight on its structure. The most striking feature of inner core P-wave velocity is a nearly axisymmetric anisotropy along the spin axis of the Earth: P-waves travel 2-3% faster along North-South paths than in the equatorial plane (see Creager 2000 for a recent review). However, waveform and travel time studies of core phases describe the upper 100 km of the inner core as weakly anisotropic (Shearer, 1994; Song et Helmberger, 1995a). Moreover, a disymmetry is observed between the eastern and western hemisphere: the upper 400 km of the inner core exhibit axisymmetric anisotropy in the western hemisphere (-180° - 40° longitude range) but not in the eastern hemisphere (40° - 180°) (Tanaka et Hamaguchi, 1997; Creager, 1999; Garcia et Souriau, 2000a). Some recent studies of absolute and differential travel times of core phases have shown however that anomalies ascribed to the inner core anisotropy could be partly explained by mantle heterogeneities (Bréger et al., 1999; Bréger et al., 2000b).

The attenuation of the Earth's inner core has been investigated from the core phase spectra (Doornbos, 1974; Doornbos, 1983; Niazi et Johnson, 1992; Souriau et Roudil, 1995; Bowers et al., 1999). These studies have revealed that the quality factor of P-waves is increasing with depth from a value of 200 in the top 100 km of the inner core to 450 below. The attenuation is also possibly anisotropic, the most attenuated paths corresponding to the paths along the spin axis of the Earth (Souriau et Romanowicz, 1996).

The inner core is homogeneous at hemispherical scale, despite the hemispherical variation of the anisotropy level in the 100-400 km depth range (Creager, 1999). At intermediate scale (~ 200 km), the heterogeneity level is low traducing the absence of strong chemical or thermal contrasts in the inner core (Garcia et Souriau, 2000a). However, two recent studies argue for the presence of kilometric scale scatterers in the inner core (Cormier et al., 1998; Vidale et Earle, 2000).

The structure of the Earth's core at the inner core boundary (ICB) has been widely investigated by seismological studies. The earliest theoretical works on body wave propagation (Richards, 1973; Cormier et Richards, 1977; Choy et Cormier, 1983) have maded possible the waveform modelling of the different core phases at all epicentral distances. By using these synthetic seismograms, the P-wave velocity and attenuation structure of the ICB region has been investigated at short periods (Cormier, 1981; Choy et Cormier, 1983; Cormier et Choy, 1986; Cummins et Johnson, 1988a) and at long periods (Müller, 1973; Häge, 1983; Song et Helmberger, 1992). These studies have revealed the existence of a low velocity gradient at the base of the outer core and they have allowed to specify the P-wave velocity jump at the ICB, which ranges from 0.52 km/s to 0.78 km/s. In

addition, they have shown that the inner core exhibits a strong attenuation in the top 200 km beneath the ICB. But, the main limitations of these studies were the low number of data, investigating specific ray paths, and a trial and error inversion method based on visual assesment of waveforms.

What is the mechanism of anisotropy formation in the inner core? How is it related to the iron solidification process? How can we explain an hemispherical pattern of the inner core anisotropy in the 100-400 km depth range beneath the ICB? Is this hemispherical pattern associated to a structure in the uppermost inner core? The key to answer these questions is the top of the inner core because chemical and thermal exchanges between liquid and solid core occur at the ICB, but also because the solidification of iron takes place at this boundary. The formation of an anisotropic velocity structure in the inner core is possibly influenced by boundary conditions at the ICB (Yoshida et al., 1996; Bergman, 1997). In order to better constrain this region, we have developped a waveform inversion of core phases which allows us to determine simultaneously the attenuation and velocity structure in the first 50 km of the inner core. We apply this process to a selection of worldwide distributed data. The data set used is presented in the next section. Then, the computation of synthetic data and the inversion method are described. The results obtained are presented in the fifth section. Finally, we discuss the implication of our results for the inner core structure and evolution.

Data

Figure 4.2 shows the ray paths of core phases in the Earth's for the 120° - 136° epicentral distance range which will be used in this study. In this distance range, the two core phases arrive at the station with a time separation less than three seconds and interfere on the seismogram. They follow about the same ray paths in the mantle and the outer core, and experience the same heterogeneities in these parts of the Earth. The hit points of PKIKP and PKiKP ray paths at the CMB are separated by less than 50 km. Only the small scale heterogeneity in the D'' layer could affect the relative waveforms of these core phases. The main difference between the ray paths is that the PKIKP phase pass through the inner core whereas the PKiKP phase is reflected at the inner core boundary. The turning point depth of the PKIKP inner core phase is in the 0-50 km range below the inner core boundary, sampling only the very upper part of the inner core. The data set used in this study is initially composed of 290 broadband PKP vertical seismograms collected on global and temporary networks available through the NetDC email service at Geoscope or IRIS institutions. The inversion of these data is performed by comparison between data and synthetic waveforms. The computation of synthetic waveforms necessitate the estimate of the source time function of the event. For this purpose, 116 direct P waves in the distance range 40° - 85° have been collected. These

data are selected by visual assesment and resampled to a rate of 8 samples per second. Data are then filtered with a high pass filter of corner frequency 0.2 Hz. So, the data are analysed in the frequency band 0.2-4 Hz. The source parameters of the 58 events are extracted from the Centroid Moment Tensor catalog of Harvard seismology group (Dziewonski et al., 1981; Ekström, 1994).

Computation of synthetic PKP data

The synthesis of PKP waveforms involves the computation of synthetic seismograms, the choice of the Earth's model and the analysis of error sources between synthetic and data.

Synthetic seismograms

The body wave data have the form:

$$W = S * P(m_i) * IR \quad (4.1)$$

where $W(t)$ is the waveform of the body wave recorded on the seismogram, $S(t)$ is the source time function of the event, $P(m_i)(t)$ is the propagation operator computed for the Earth model m_i and $IR(t)$ is the instrument response of the station. An empirical source time function (Cormier et Choy, 1986) is estimated from a P waveform following:

$$S(m_0, t_k^*) = W_P * P_P^{-1}(m_0) * IR_P^{-1} * AC_P(t_k^*) \quad (4.2)$$

where W_P is the waveform of the P wave, $P_P(m_0)$ is the propagation operator of the P wave computed for the reference model m_0 , IR_P is the instrument response of the station recording the P-wave and $AC_P(t_k^*)$ is a correction factor taking into account the attenuation structure below this station. This correction factor is written $AC_P(t_k^*) = \exp(\pi f t_k^*) \exp(2if \ln(\frac{f}{f_0})t_k^*)$ and includes corrections for the attenuation of the spectral amplitudes and the dispersion of the wave. t_k^* is the correction parameter, f is the frequency and f_0 is the reference frequency of the Earth's model m_0 (here $f_0 = 1Hz$). Using this source time function, the synthetic PKP body wave is computed by:

$$W_{PKP}(t_k^*, m_i) = S(m_0, t_k^*) * P_{PKP}(m_i) * IR_{PKP} \quad (4.3)$$

Synthetic propagation operators of P and PKP phases for each Earth model m_i are computed with the “full wave theory” software (Cormier, 1981) provided in the “Seismological Algorithms” package (Doornbos, 1988). The method is based on a uniformly asymptotic approximation of radial eigenfunctions for P and SV waves. The model is represented by 10 polynomial velocity profiles between first order velocity discontinuities. The main advantage of this calculation is the exact computation of attenuation

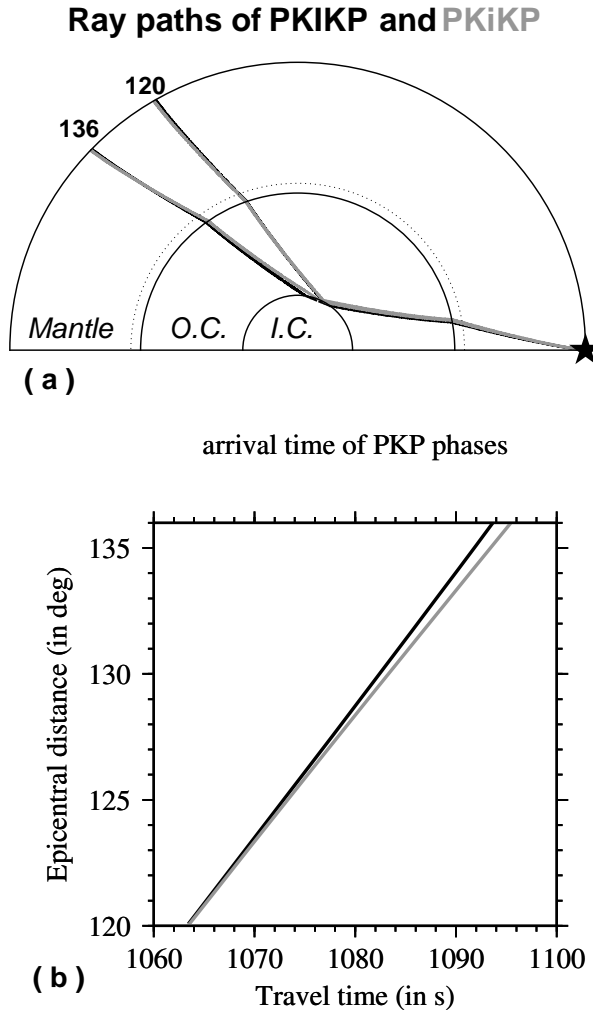


FIG. 4.2: Ray description of the core phases. (a) ray paths of the core transmitted PKIKP wave and the core reflected PKiKP wave at epicentral distances 120° and 136° . The paths of the two phases are very close to each other, except a small path in the inner core for PKIKP, with a maximum turning point depth of 50 km below the ICB. (b) travel time curve of the core phases computed with the ak135 Earth's model (Kennett *et al.* 1995) for an earthquake at 600 km depth. The maximum time lapse between the two phases is 2 seconds at 136° epicentral distance.

and whispering gallery effects due to underside reflection of P waves at the ICB. The software has been partly parallelized and runs on a 12 microprocessor CRAY-SV1 computer of the C.N.E.S. (Centre National d'Etudes Spatiales) in Toulouse. Each synthetic seismogram is computed in 40s CPU.

Earth's model

The ak135 reference Earth model (Kennett et al., 1995) is used in a polynomial form for P and S wave velocities and for the density. The attenuation parameters are extracted from PREM model (Dziewonski et Anderson, 1981), except for the inner core where the quality factor is fixed at $Q=200$ for the reference Earth model denoted m_0 . Synthetic tests have been performed with realistic variations of S-wave velocity and density contrast at the ICB. They have shown that these two parameters have only a weak influence on the waveform of core phases in the 120° - 136° epicentral distance range. The P-wave velocity at the base of the outer core influences strongly the absolute travel time of core phases, but if we keep constant the velocity contrast at the ICB, the waveforms remain almost unchanged (see Cummins & Johnson 1988, Figure 9). So, only relative variations of P-wave velocities above and below the ICB, velocity gradients and attenuation in the inner core influence the waveform of core phases. Because we are not able to resolve the trade off between velocities above and below the ICB by waveform modelling of core phases in this epicentral distance range, the velocity at the base of the outer core is taken from the ak135 model. The inner core P-wave velocity is investigated through the parameter $\frac{dV}{V}(m_i)$ following the formula $V_{IC}(m_i, r) = V_{IC}(m_0, r) + \frac{dV}{V}(m_i) * V_{IC}(m_0, r_{IC})$, where r is the radius and r_{IC} is the radius of the inner core. The P-wave velocity gradient in the inner core is kept constant and the P-wave velocity jump at the ICB is parametrized by $\frac{dV}{V}(m_i)$ ranging from -2% to 4% by 0.5% steps. The inner core attenuation is investigated through a constant quality factor below the ICB $Q(m_i)$ ranging from 50 to 900. The synthetic propagation operators presented in Figure 4.3 describe the effect of the two model parameters on the waveforms. The velocity variations have a strong influence on the waveform, particularly for epicentral distances larger than 128° , but the shape of PKP impulse response has a low sensitivity to the quality factor. The velocity heterogeneities $\frac{dV}{V}$ are mainly constrained by PKP data for epicentral distances larger than 128° , but the quality factor Q is poorly constrained.

Error analysis

This study uses three types of data: earthquake source parameters, P seismograms and PKP seismograms. The errors contained in these three different data sets must be analysed in order to determine their influence on the final model obtained after inversion. Earthquake mislocations have only a small effect on waveform studies because

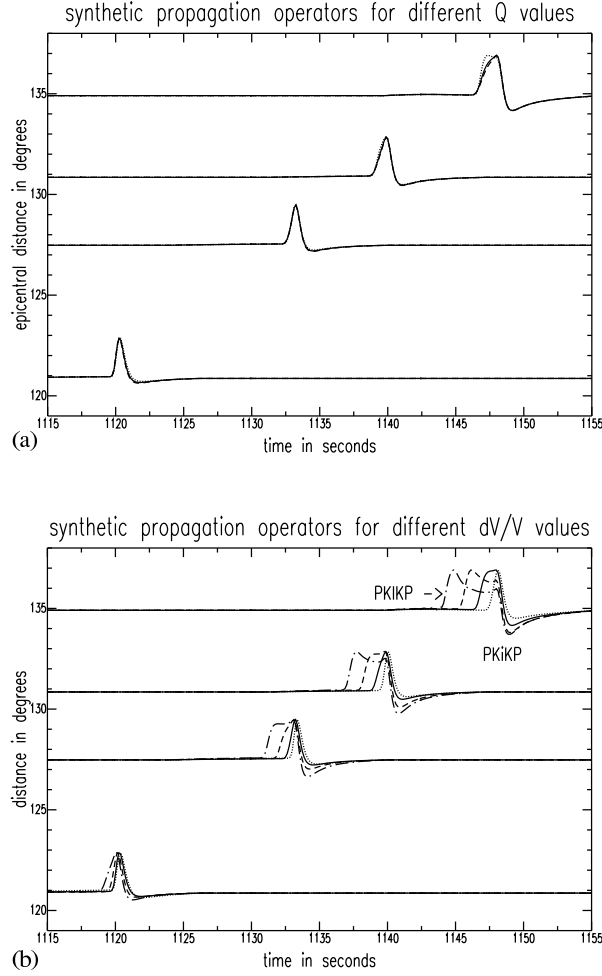


FIG. 4.3: Synthetic impulse response of PKP phases to an earthquake at 100 km depth: (a) 3 different attenuation models with $Q=50$ (dotted line), $Q=100$ (solid line), $Q=500$ (dashed line) and $\frac{dV}{V}=0\%$, (b) 4 different velocity models with $\frac{dV}{V}=-2\%$ (dotted line), $\frac{dV}{V}=0\%$ (solid line), $\frac{dV}{V}=2\%$ (dashed line), $\frac{dV}{V}=-4\%$ (dashed-dotted line) and $Q=200$. Note that the velocity variations have a strong influence on the waveform, particularly at epicentral distances larger than 128° . The quality factor Q has a low influence on the pulse shape.

the travel time of the waves are not taken into account. By contrast, the errors on the radiation pattern of the source will generate important errors on the relative amplitudes of synthetic P and PKP phases. So, the amplitude of the synthetic PKP phase is directly subject to errors on the radiation pattern. In order to minimize the influence of heterogeneities in the source region, only earthquakes deeper than 100 km have been used. The minimum magnitude of the events is fixed to 5.8 to obtain a good signal to noise ratio for both P and PKP phases.

The records with large microseismic noise at the seismological station are withdrawn by visual selection of P and PKP waveforms. P waveforms in the epicentral distance range 40° - 85° are used for source time function estimate. The most important sources of error on the source time function estimate are the directivity effects at the source, the attenuation of the P-wave and the crustal structure below the station. The directivity effects at the source are reduced by selecting P-waves having source azimuth as close as possible to the PKP source azimuth. The attenuation effect is reduced by selecting when possible a set of the less attenuating stations located on old continental structures, and inverting for a correction parameter t_k^* . PKP waveforms in the 120° - 136° distance range are used as inputs in the inversion process. The noise level at the station is estimated by the analysis of a time window 10 seconds before the PKP arrival. Because the stations recording P and PKP data are lying on different crustal structures, the signal received at these stations is convolved by different crustal operators describing the crust response. This is an important source of discrepancies between the synthetic PKP, which includes the crustal response of the station recording the P wave, and the PKP datum which is convolved by the crustal response below the station recording the PKP wave.

This analysis of noise sources has revealed two important features. The most important source of noise is the difference of crustal structure between the stations recording P and PKP data. This noise could not be removed by a careful data selection or by inversion of a specific parameter. The seismological stations lying on a homogeneous crust will give the most simple signal. Secondly, the amplitude of the phases is a noisy observation because of the propagation of errors on the radiation pattern of the source and because of unmodeled effects such as focalisation and defocalisation of the wavefront on short length scales or frequency dependent attenuation in the mantle. So, we will focus our inversion on parameters independent of the amplitude of the waves.

Inversion

Inversion procedures

The PKP data are inverted for a parameter correcting the attenuation of P waves t^* , for the uppermost inner core P-wave velocity $\frac{dV}{V}$ and for the quality factor Q , through

a grid search of the best model in the parameter space. A synthetic seismogram is computed for each discrete values of t^* , $\frac{dV}{V}$ and Q , aligned to PKP data by cross-correlation and compared by computing the misfit function between data and synthetic PKP. In the previous section we have seen that the amplitude of PKP waves is a noisy observation. Then, the inverted data are not the absolute amplitudes of the PKP phase, but either the waveforms normalized to their maximum amplitude in the time domain, or the amplitude spectrums normalized to a reference spectral amplitude in the frequency domain. The frequency domain is usually used for estimating the attenuation of core phases (Doornbos, 1974; Niazi et Johnson, 1992; Souriau et Roudil, 1995; Bowers et al., 1999). Consequently, the normalized amplitude spectra is preferred for the estimation of the parameters t^* and Q . However, the time domain is preferred to the frequency domain to estimate the velocity parameter $\frac{dV}{V}$, because the waveform contains the information on the time lapse between PKIKP and PKiKP, whereas the amplitude spectrum does not contain any phase information. Both time and frequency domain observations will be used in the first inversion method.

The frequency domain observation is defined as the spectral amplitude of the wave in the frequency band 0.2-4 Hz, normalized to the spectral amplitude at 0.5Hz. The least square misfit function of this observation is written:

$$MisfitA(d, s) = \frac{1}{N_f} \sum_{f=0.2}^4 \frac{\left(\ln \left(\frac{A_d(f)}{A_d(0.5)} \right) - \ln \left(\frac{A_s(f)}{A_s(0.5)} \right) \right)^2}{\sigma^2(f)} \quad (4.4)$$

where $A_d(f)$ and $A_s(f)$ are the spectral amplitudes of data and synthetic PKP phases, N_f is the number of frequencies and $\sigma^2(f)$ is the data variance. The data variance is estimated following the formula (Boatwright et al., 1991; Field et Jacob, 1995):

$$\sigma(f) = Max \left(\frac{N_d(f)}{A_d(f)}, \frac{1}{2} \right) \quad (4.5)$$

where $N_d(f)$ is the spectral amplitude of the microseismic noise 10 seconds before the PKP arrival. The formula (4.5) constrains the data to have a maximum signal to noise ratio of 2. This condition gives in a minimum uncertainty in order to take into account the noise due to the different crustal structures below P and PKP stations.

The time domain observation is defined as the waveform of the wave normalized to its maximum amplitude. The least square misfit function of this observation is written:

$$MisfitW(d, s) = \frac{1}{T_W} \sum_{t=t_0}^{t_0+T_W} \left(\frac{W_d(t)}{W_d^{max}} - \frac{W_s(t)}{W_s^{max}} \right)^2 \quad (4.6)$$

where $W_d(t)$ and $W_s(t)$ are the waveforms of the data and synthetic PKP phases, W_d^{max} and W_s^{max} their maximum amplitude, t_0 is the origin time 1 second before the PKP arrival on the synthetic seismogram and T_W is the duration of the window which depends

on the length of the source time function of the event.

The first inversion process is divided in 2 steps. In a first step, the attenuation parameter t_k^* is estimated for each P station by the minimum value of the function:

$$misP(t_k^*) = \sum_{d \in data_{PKP}(P)} \min_{m_i} (MisfitA(d, s(t_k^*, m_i))) \quad (4.7)$$

where $data_{PKP}(P)$ is the PKP data set with the same P station used for source time function estimation and $s(t_k^*, m_i)$ is the synthetic PKP waveform computed for the t_k^* attenuation parameter and the earth model m_i . The minimum value of $misP(t_k^*)$ gives the best estimate t_{km}^* of the attenuation parameter for each P station. The PKP normalized spectral amplitudes are used because they are more sensitive to the effect of the attenuation than the shape of the PKP phase, and less influenced by the misalignment of data and synthetic waveforms during the inversion process. The attenuation parameter t_k^* is investigated in the range -0.6s to 0.6s. The second step of the inversion process is the estimate of the best inner core model m_{best} for each PKP data. m_{best} is obtained by minimizing the time domain misfit function $MisfitW(d, s(t_{km}^*, m_i))$. In this second step of the inversion, the data could be simultaneously inverted in an attempt to statistically reduce the effects of the unmodeled signal. A best model is computed for regions of common turning points of PKIKP phase by minimizing the function:

$$MisRegionW(m_i) = \sum_{d \in Region} MisfitW(d, s(t_{km}^*, m_i)) \quad (4.8)$$

The second method of inversion consists in minimizing the misfit function $MisfitW(d, s(t_k^*, m_i))$ for each PKP seismogram. It gives the best estimate of the parameters t_k^* and m_i for each PKP data. In this inversion, the attenuation parameter t_k^* corrects not only for attenuation along the P wave path, but also partly for attenuation along the PKP wave path in the mantle. However, this correction acts only on the source time function and does not change the relative attenuation of PKIKP and PKiKP phases due to inner core attenuation.

Data post-processing

During the inversion process, the data and synthetic PKP waveforms are aligned by cross-correlation. The amplitude spectrum of the core phases is only weakly affected by a misalignment of the waveforms, but the time domain results are very sensitive to this misalignment. So, at the end of each inversion method, the alignment of data and best model synthetic PKP waveforms is visually checked and the results corresponding to misaligned waveforms are rejected. The original data set includes 290 PKP waveforms in the 120°-136° epicentral distance range. After rejection of misaligned waveforms, the first and second inversion methods lead respectively to 134 and 156 time domain fits of PKP waveforms. So, about 50% of the data fits are rejected. The data fit rejection is

mainly due to complex crustal structures below the stations recording P or PKP data, or a strong attenuation of one of the waves. The second inversion method rejects less data fits than the first one because during the second inversion the t^* parameter corrects also for the attenuation of core phases along their mantle paths. An example of data fit by the second inversion method is given on figure 4.4 for an earthquake at 100 km depth beneath the Santa Cruz Islands. The main pulse shape is correctly fitted, even if the high frequency signal is not completely retrieved. This high frequency signal is not filtered out because the high frequency information is needed in order to retrieve the small time lapse between the two core phases.

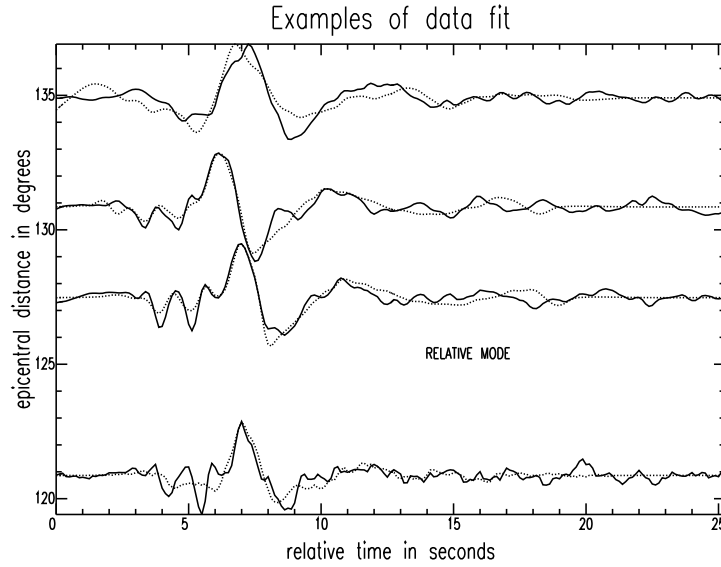


FIG. 4.4: Example of comparison between PKP data (solid line) and synthetic PKP waveforms (dotted line) obtained for the best model and for an earthquake at 100 km depth beneath the Santa Cruz Islands. Data and synthetic PKP waveforms are filtered in the 0.2-4 Hz frequency band. The shape of the main pulse is correctly fitted, even if the high frequency signal is not completely retrieved.

Uppermost inner core structure

In this section, the results of the first and second inversion methods are presented in a first part. Then, they are related to the anisotropic structure of the deeper inner core in a second part. Because the velocity parameter $\frac{dV}{V}$ is mostly constrained by inner core phases with epicentral distances larger than 128° , smaller distances are excluded. This leads to 43 and 53 data fits of core phases respectively for the first and second inversion methods.

Results for velocity and attenuation

The uppermost inner core velocity model obtained by the first inversion method is presented in the figure 4.5.a. The results could be separated in two regions: a region of negative velocity perturbations extending from the western part of America to China, and a region of positive velocity perturbations extending from the Indian ocean to the middle of the Pacific ocean. At the frontier between the two regions, both positive and negative velocity perturbations are obtained. The scatter observed in the velocity perturbations of nearby inner core spots is attributed to the unmodelled high frequency signal. This signal could be due to the complexity of crustal structure below the stations recording P or PKP waves, to frequency dependent quality factor, or to the presence of inner core scatterers. The data set is separated in three longitudinal regions denoted WEST, INDIAN and PACIFIC for investigating regional misfit functions following the relation (4.8). Contour lines of these functions in the parameter space are plotted in figure 4.5.b for the three regions. As already mentioned in the section “*Earth’s model*”, the quality factor Q is less constrained than the velocity perturbation, specially for negative values of the velocity perturbation $\frac{dV}{V}$. The average uppermost inner core quality factor Q has a value of 100. The minimum of the regional misfit function gives a velocity perturbation of -1% for the WEST region and 1.5% for the PACIFIC region. The variance reduction for the best models of the WEST and PACIFIC regions are respectively 21.3% and 37.8%. The INDIAN region is the frontier between these two regions and the regional misfit function exhibits two valleys: one close to -1% velocity perturbation associated to the WEST upper inner core structure, and the other one close to 0.5% associated to the PACIFIC upper inner core structure.

The results obtained by the second inversion method are presented in figure 4.6. The uppermost inner core velocity perturbations obtained by this method present a distribution similar to those obtained by the first inversion method. Because the correction parameter t^* is now accounting for the attenuation along P and PKP ray paths, the quality factor is better constrained. The attenuation results are plotted in the figure 4.6.b. A large scatter is observed in the results due to the difficulty to resolve the quality factor Q . However, a general trend suggests that the P-wave attenuation is higher in the PACIFIC region ($1/Q \sim 0.015$) than in the WEST region ($1/Q \sim 0.002$). Figure 4.7 presents averaged values of the quality factor over 1% velocity perturbation bins for the upper inner core results obtained by the second inversion method. The large scatter of the results is exhibited by the large error bars. Slow paths are associated to a low attenuation and fast paths to a high attenuation. These results must be taken with caution because the quality factor is poorly resolved, but they agree with previous results indicating that the fast paths in the inner core are the most attenuated (Souriau et Romanowicz, 1996).

We are not able to resolve P-wave velocities both above and below the ICB, but

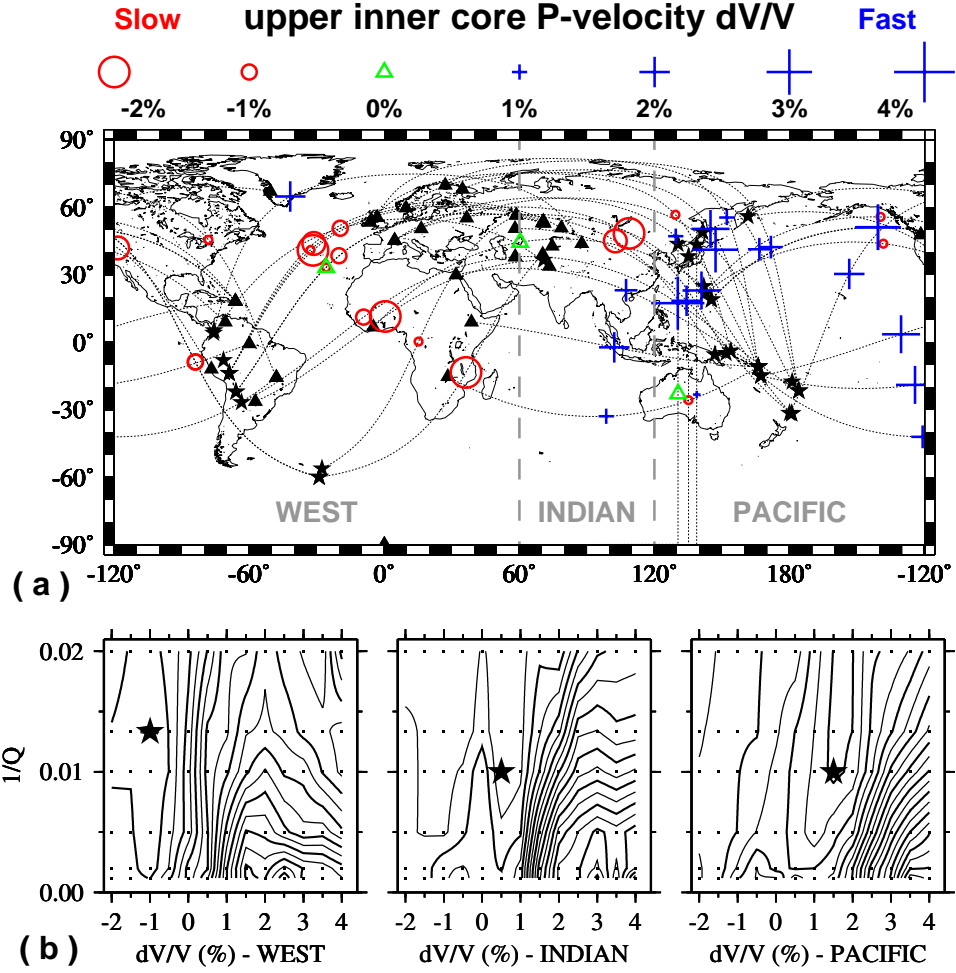


FIG. 4.5: Uppermost inner core model obtained by the first inversion method. (a) the best model of upper inner core P-wave velocity perturbation is represented by a symbol at the turning point of the inner core PKIKP phase. The event (black star), the seismological station (black triangle) and the ray path (dotted line) are plotted for each PKP data. The grey dashed lines delineate 3 regions referenced as WEST, INDIAN and PACIFIC. The WEST region and the North-West part of the INDIAN region exhibit negative velocity perturbations, whereas the PACIFIC region and the South-East part of the INDIAN region are characterized by positive velocity perturbations. (b) contour plot of the regional misfit function given by the formula (4.8) for the 3 longitudinal regions described above. The uppermost inner core model is investigated through the P-wave velocity $\frac{dV}{V}$ along the x-axis and the inverse of the quality factor $\frac{1}{Q}$ along the y-axis. The dots give the position of the grid points investigated in the parameter space and the black star denotes the minimum of the misfit function. The contour lines are mainly parallel to the y-axis for velocity perturbations smaller than 2 % denoting a low resolution of the attenuation parameter Q .

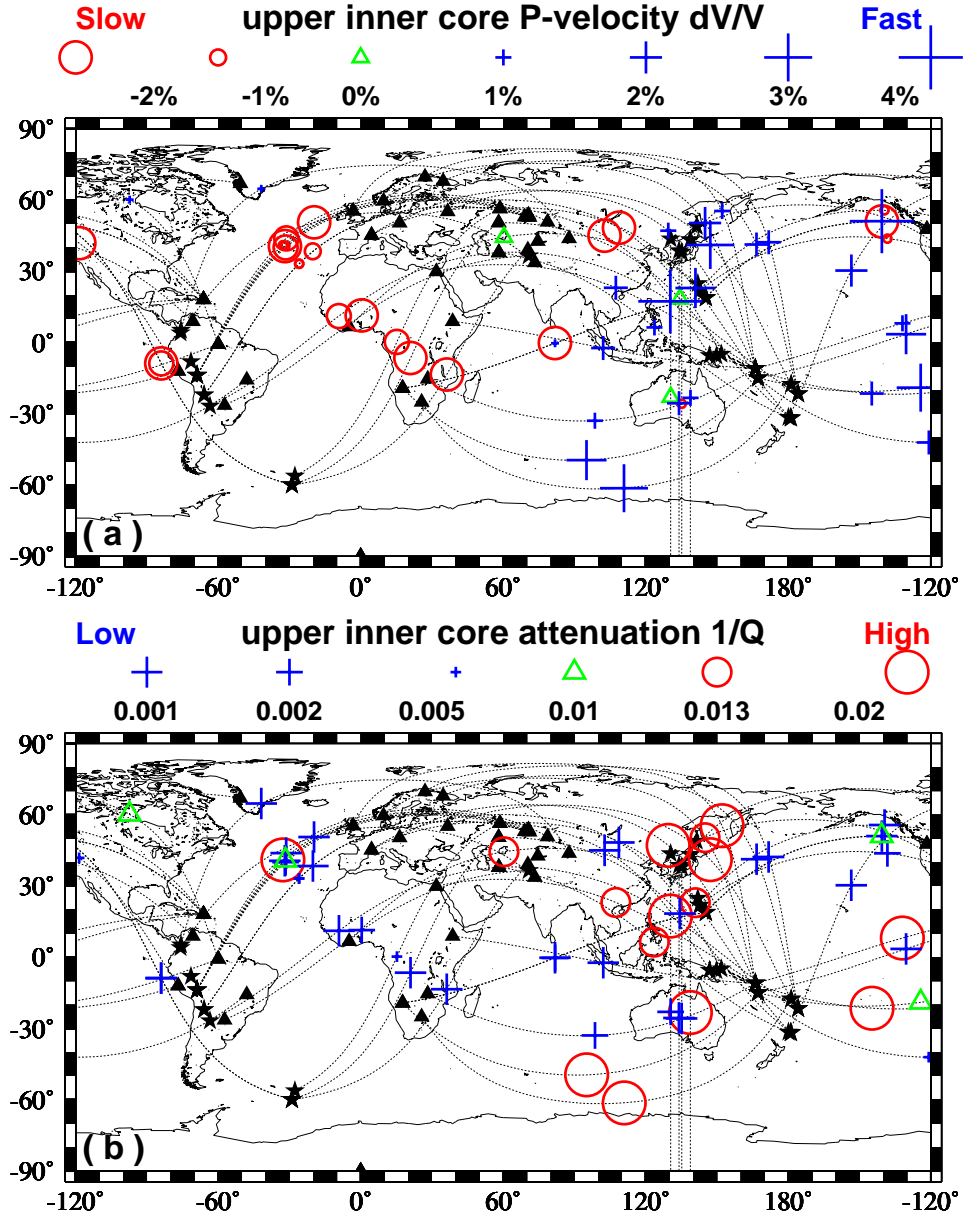


FIG. 4.6: Uppermost inner core P-wave velocity (a) and attenuation (b) obtained by the second inversion method. The event (black star), the seismological station (black triangle) and the ray path (dotted line) are plotted for each PKP data. The best models of uppermost inner core P-wave velocity and attenuation are represented by a symbol at the turning point of the inner core PKIKP phase.

Distribution of the results

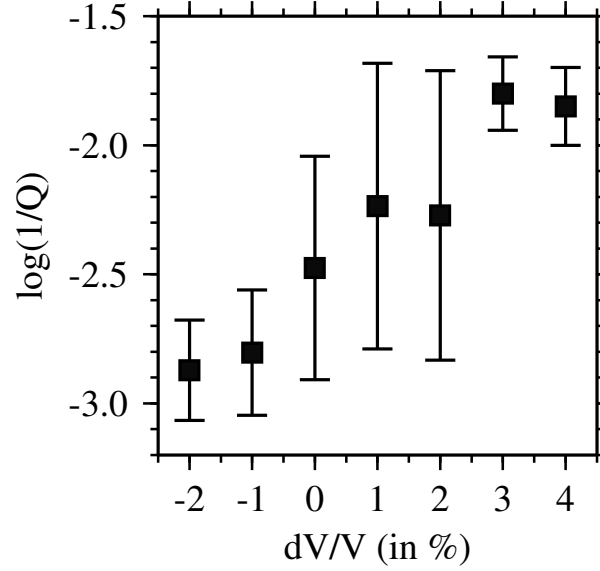


FIG. 4.7: P-wave attenuation ($\log(\frac{1}{Q})$) averaged by 1% velocity bins ($\frac{dV}{V}$) for the results obtained by the second inversion method. The error bar indicates the dispersion of the attenuation results in the velocity bin.

the outer core is usually considered as homogeneous because its low viscosity avoids the presence of large thermal or chemical gradients. If the base of the outer core is supposed homogeneous, the uppermost inner core exhibits a slow WEST region ($\frac{dV}{V} \sim -1\%$) and a fast PACIFIC region ($\frac{dV}{V} \sim 1.5\%$). These results agree well with some recent results obtained by measurement of the differential time between PKIKP and PKiKP phases (Niu et Wen, 2001). The upper inner core quality factor Q has an average value of 100. The attenuation structure is badly constrained and the quality factor presents a large scatter. However, the geographical variations of the quality factor suggest a low attenuation in the WEST region ($1/Q \sim 0.002$) and a high attenuation in the PACIFIC region ($1/Q \sim 0.015$), and the results favour a high attenuation for the fast paths in the upper inner core. As described in figure 4.8, the clear distinction of the uppermost inner core structure in two different geographical areas is correlated to the distinction between an isotropic quasi-eastern hemisphere and an anisotropic quasi-western hemisphere in the 100-400 km depth range beneath the ICB (Tanaka et Hamaguchi, 1997; Creager, 1999; Garcia et Souriau, 2000b). The slow upper inner core region corresponds approximately to the anisotropic part, and the fast region to the isotropic one.

Inner core anisotropy

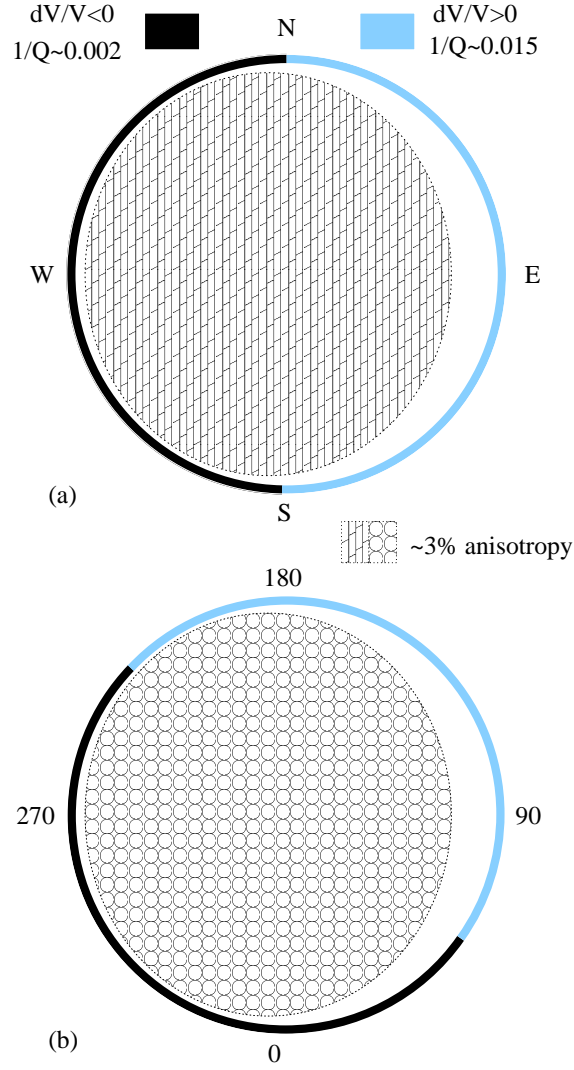


FIG. 4.8: Meridional (a) and equatorial (b) cross sections of the inner core showing the correlation between the asymmetrical pattern of the anisotropy variations and the upper inner core structure. The uppermost inner core regions with negative (positive) velocity perturbations are indicated by black (grey) areas. The central part of the inner core exhibits an axisymmetric anisotropy along the spin axis of the Earth. It is depicted by brick and hexagonal symbols.

The previously reported inner core anisotropy models exhibit an axisymmetric anisotropy along the spin axis of the Earth. This anisotropy is parametrized by the angle ξ between the PKIKP ray at its bottom point and the spin axis of the Earth's. In order to test if the upper inner core presents such an axisymmetric anisotropy, the velocity perturbations have been plotted as a function of the anisotropy parameter ξ on figure 4.9. Upper inner core velocity perturbations obtained by inversion 1 and 2 do not favour a model of anisotropy with an axis of symmetry along the spin axis of the Earth, because they are anticorrelated to such a model. A radial anisotropy model could not be excluded because of the geometry of the ray paths. Some small heterogeneities at the base of the outer core are possibly present (Kaneshima et al., 1994; Huang, 1996) due to a mush structure at the ICB (Fearn et al., 1981; Loper et Fearn, 1983). They may partly contaminate the upper inner core model because of the unresolved trade off between P-velocities above and below the ICB. However, the uppermost inner core P-velocity structure is more related to a geographical position than a particular geometry of the ray path.

Conclusion

A waveform inversion of a worldwide data set of core phases in the 128°-136° epicentral distance range has been performed in order to investigate upper inner core P-wave velocity and attenuation. A particular effort has been done to quantify the reliability of the upper inner core model by using misfit functions. The top 50 km of the inner core appears as a highly attenuating medium with an average value of 100 for the P-wave quality factor. The uppermost inner core is separated in two regions: a first one extending from 120°W to 60°E exhibits low P-velocities ($\frac{dV}{V} \sim -1\%$), and the other one from 80°E to 120°W presents high P-velocities ($\frac{dV}{V} \sim 1.5\%$). Despite the poor resolution of the attenuation structure, the results favour a low attenuation along slow inner core paths and high attenuation along fast paths in the uppermost inner core. Moreover, the inversion results do not favour the presence of an axisymmetric anisotropy aligned along the spin axis of the Earth in the top 50 km of the inner core. The presence of anisotropy with other orientation is not excluded. The advantage of the waveform inversion is its potential to investigate small scale structures in the inner core. However, the difficulties to properly estimate the error bars of the model parameters and the source time function of the event are two limitations of the method. Future studies must focus on these two problems in order to improve the waveform inversion method.

The uppermost inner core exhibits an hemispherical pattern with low velocities in the WEST region (120°W-60°E) and high velocities in the PACIFIC region (80°E-120°W). If these velocity variations are due to different alignements of the same anisotropic material, the axis of symmetry of the anisotropy is oriented along the equator in the PACIFIC

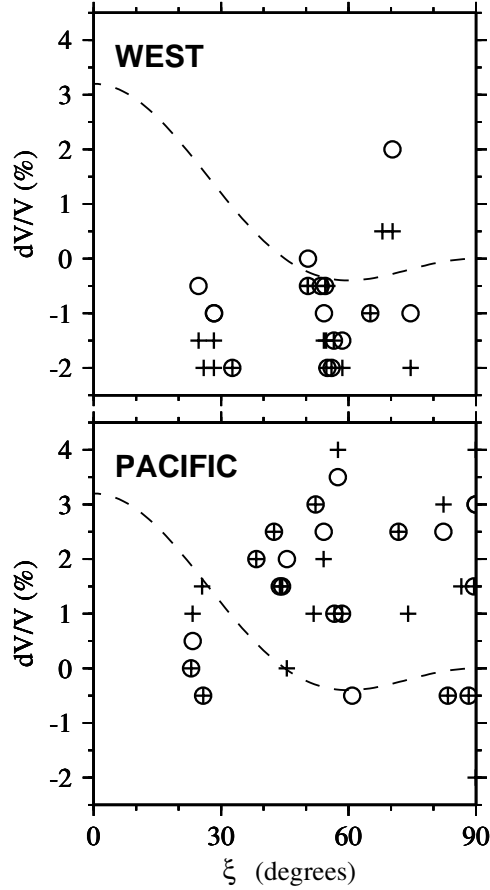


FIG. 4.9: Inner core P-velocity perturbation $\frac{dV}{V}$ (in %) plotted as a function of the angle ξ (in degrees) between the PKIKP ray at its turning point and the spin axis of the Earth. The results obtained by the inversion 1 (circles) and the inversion 2 (crosses) are plotted for the WEST (upper panel) and PACIFIC (lower panel) regions. The dashed line represents the model of inner core axisymmetric anisotropy obtained by Morelli *et al.* (1986). The velocity perturbations exhibit a trend which is opposite to what could be expected for an axisymmetric anisotropy aligned along the spin axis of the Earth.

region and radially in the WEST region. The equatorial orientation could be explained by crystal alignment parallel to the direction of fluid flow in the outer core (Bergman, 2000), and the radial orientation by a compaction mechanism in a mushy layer (Yoshida et al., 1996). These two structures imply different outer core flows at the ICB. If the velocity variations are due to thermal or chemical heterogeneities at the top of the inner core, the hemispherical pattern implies different heat fluxes at the ICB, possibly due to different flows at the base of the liquid core. In any case, the hemispherical pattern of upper inner core velocity argue for an hemispherical variation of both heat fluxes and fluid flows at the base of the liquid core. The P-velocity in the top 50 km of the inner core and the anisotropic structure in the 100-400 km depth range below the ICB are approximately correlated: large P-velocity is correlated to the isotropic inner core structure and small P-velocity to the anisotropic one. This correlation favours a model of anisotropy formation by grain boundary migration in a flow due to the isostatic adjustment generated by heterogeneous heat flow conditions at the ICB (Yoshida et al., 1996). Recent experimental studies of outer core flows (Sumita et Olson, 1999) have shown that heterogeneous heat flow conditions at the core-mantle boundary could produce an asymmetric flow in the liquid core. This flow could create an asymmetric heat extraction at the ICB. However, such an asymmetric outer core flow must be maintained during a long period of time in order to explain the formation of an asymmetric anisotropy pattern over a depth range exceeding 100 km.

Acknowledgments

I wish to thank Annie Souriau for its scientific contribution to this paper, Sébastien Chevrot for constructive review of the manuscript and Daniel Brito for helpful discussion. This paper has been partly supported by the program “Intérieur de la Terre” of INSU (Institut National des Sciences de l’Univers).

4.2.2 Inversion et contenu fréquentiel

Dans la section précédente, les données ont été inversées dans la bande de fréquences 0.2-4 Hz. Cette bande de fréquences a été choisie car la borne inférieure (0.2 Hz) se situe après le pic du bruit de fond microsismique (~ 0.16 Hz), et car les hautes fréquences sont nécessaires pour avoir une bonne résolution sur le faible intervalle de temps ($\Delta t < 2$ s) séparant la phase PKIKP de la phase PKiKP. Cependant, le niveau de bruit et la quantité de signal modélisé par le sismogramme synthétique dépendent de la fréquence.

Afin de tester quelles sont les fréquences les mieux déterminées, les données ont été inversées par bandes de fréquences selon la deuxième méthode d'inversion. Un histogramme des réductions de variance obtenues pour chaque bande de fréquences est présenté sur la figure 4.10.a. On constate que les fréquences supérieures à 1 Hz sont très mal expliquées car les réductions de variance sont faibles ou négatives. Ceci est dû à la fois à un niveau de bruit plus important à hautes fréquences, et à une plus forte sensibilité des hautes fréquences aux structures à courtes longueurs d'ondes de la croûte qui ne sont pas modélisées par le sismogramme synthétique. De plus, les effets directionnels sur la fonction source sont plus importants à hautes fréquences. Cependant, la figure 4.10.b montre que les réductions de variance obtenues pour la bande de fréquences 0.2-4 Hz sont peu dégradées par rapport à celles de la bande 0.2-1 Hz, car la plus grande partie du signal des ondes du noyau est dans la bande de fréquences 0.2-1 Hz.

Ces tests sur le contenu fréquentiel des signaux nous amènent donc à préférer la bande de fréquences de 0.2 à 1 Hz à celle de 0.2 à 4 Hz. Les inversions de données réelles et les tests synthétiques seront donc réalisés par la suite dans la bande de fréquence 0.2 à 1 Hz.

4.2.3 Améliorations de la procédure d'inversion

La méthode d'inversion des données dans le domaine temporel a été développée de façon à limiter la propagation des erreurs de modélisation dans le processus d'inversion. Ces erreurs portent sur le diagramme de radiation à la source, sur les variations azimutales de la forme de la fonction source, et sur la structure de vitesse et d'atténuation sous les stations enregistrant les ondes P et PKP. Les procédés mis en oeuvre pour limiter la propagation de ces erreurs sont la normalisation de l'amplitude de l'onde synthétique à celle de la donnée, le calcul de la fonction source à partir d'ondes P dans le même azimut que les ondes PKP, et l'introduction d'un paramètre de correction de l'atténuation différentielle entre le trajet de l'onde P et celui de l'onde PKP. Dans cette section, deux autres procédés sont développés pour réduire la propagation des erreurs portant sur l'amplitude de l'onde et limiter l'effet de la structure de la croûte sous les stations. Ces deux améliorations sont intégrées aux inversions présentées dans les paragraphes suivants.

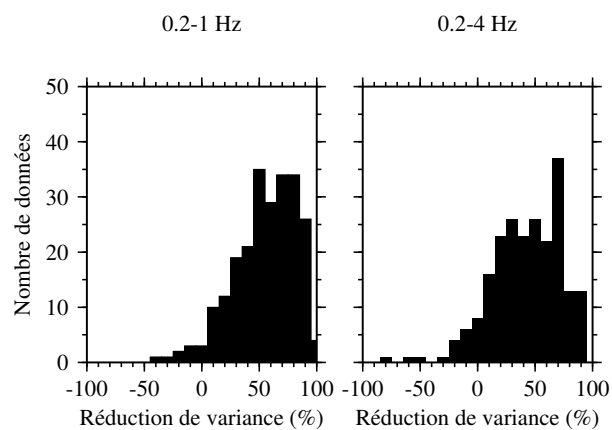
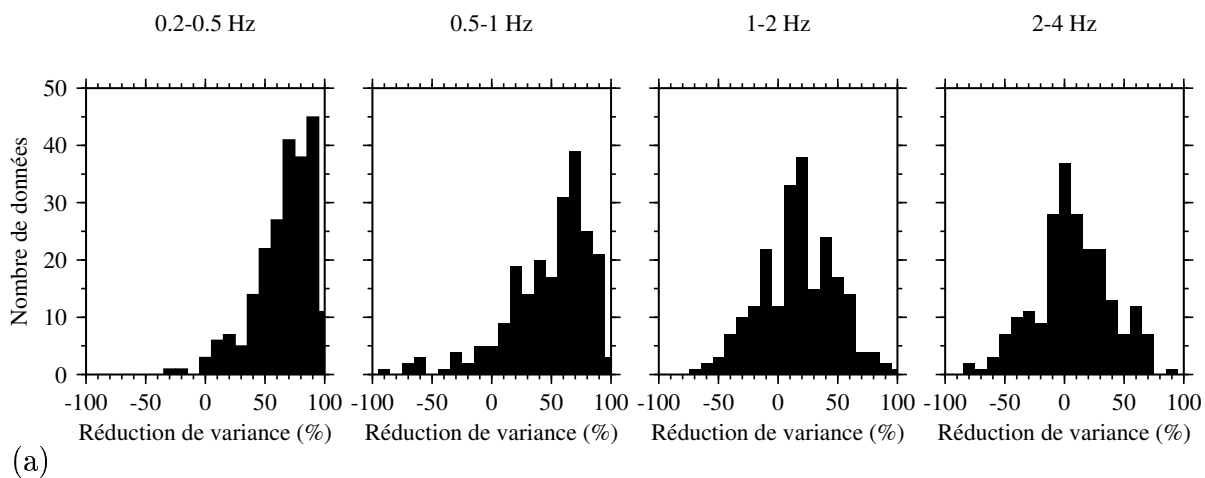


FIG. 4.10: Histogrammes des réductions de variances obtenues par la deuxième méthode d'inversion des données pour différentes bandes de fréquence. (a) 0.2-0.5 Hz, 0.5-1 Hz, 1-2 Hz et 2-4 Hz, (b) 0.2-1 Hz et 0.2-4 Hz.

Correction d'amplitude

Afin d'augmenter l'indépendance du processus d'inversion vis à vis de l'amplitude absolue de l'onde, la normalisation de l'amplitude du synthétique à celle de la donnée est remplacée dans les deux méthodes d'inversion par une procédure de normalisation du synthétique plus appropriée. Ce procédé consiste pour chaque donnée et chaque synthétique à chercher le paramètre A qui minimise la fonction coût suivante:

$$MisfitW(d, s, A) = \frac{1}{T_W} \sum_{t=t_0}^{t_0+T_W} \left(\frac{W_d(t)}{W_d^{max}} - A \frac{W_s(t)}{W_s^{max}} \right)^2 \quad (4.9)$$

où T_W est la largeur de la fenêtre temporelle d'analyse, $W_d(t)$ et $W_s(t)$ sont les formes d'ondes de la donnée et du synthétique, W_d^{max} and W_s^{max} leur amplitude maximale, et $MisfitW(d, s, A)$ est la fonction coût qui est minimisée pour le paramètre A . La fonction coût décrite par l'équation (4.6) est donnée par $MisfitW(d, s) = \min_A \{MisfitW(d, s, A)\}$. Afin de faciliter la recherche du paramètre A , la donnée et le synthétique sont normalisés à leur amplitude maximale. Puis le paramètre A est recherché dans l'intervalle $[\frac{1}{3}; 3]$, d'abord par exploration du domaine, puis par une méthode de descente maximale à partir des points minimisant la fonction coût. Une précision minimale de 0.01 est imposée sur ce paramètre. Une telle normalisation du synthétique permet d'augmenter les réductions de variance obtenues.

Fenêtre temporelle d'analyse

La fenêtre temporelle d'analyse de la forme d'onde dépend de la longueur de la fonction source. Au cours des précédentes inversions, la fenêtre d'analyse a été fixée par l'intervalle $[T_{PKP} - 2; T_{PKP} + T_{source}]$ sur le sismogramme synthétique, où les temps sont exprimés en secondes, T_{PKP} est le temps de propagation de l'onde PKIKP dans le modèle ak135, et T_{source} est la durée de la fonction source. Comme le montre la figure 4.11.a, cette étude utilise de nombreux séismes différents et la durée de la fonction source varie entre 4 et 30 secondes, avec une majorité de données dont la durée de la fonction source excède 10 secondes. Or, la plus forte contamination de la forme des ondes P et PKP par la structure crustale intervient au-delà de 10 secondes après la première arrivée impulsioneille de l'onde incidente, car la phase PmP réfléchiée sur le Moho arrive autour de 11 secondes après la première arrivée. Les exemples de comparaison entre les données et le meilleur modèle qui sont présentés sur les figures 4.11.b et 4.11.c, montrent que l'ajustement est fortement dégradé au delà de 10 secondes après la première arrivée sur le sismogramme. Ces observations nous conduisent à définir une nouvelle fenêtre d'analyse temporelle par

$$[T_{PKP} - 2; T_{PKP} + T_{source}], \text{ si } T_{source} < 10 \text{ s; et } [T_{PKP} - 2; T_{PKP} + 10], \text{ si } T_{source} \geq 10 \text{ s}$$

On conserve donc la totalité de la fonction source pour les durées inférieures à 10 s, et on coupe le signal 10 s après la première arrivée pour les fonctions sources plus longues.

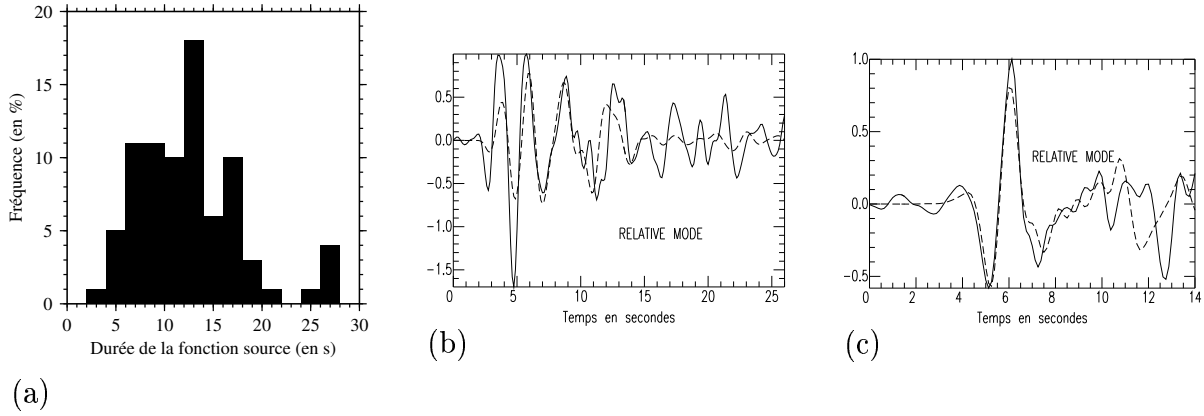


FIG. 4.11: (a) Histogramme des durées de fonctions sources des données dont la distance épicentrale est comprise entre 128° et 136° . (b) et (c) exemples de comparaison entre la donnée (ligne pleine) et le synthétique (tirets) pour respectivement les stations ABK au Kazakhstan et AQU en Italie, les séismes du 125ème jour de 1989 au Pérou et du 175ème jour de 1995 en Nouvelle Irlande, et des durées de fonction source de 24 et 12 secondes. Les données sont filtrées par un filtre passe bande entre 0.2 et 1 Hz. L'ajustement du synthétique à la donnée est fortement dégradé au-delà de 10 secondes après la première arrivée, en partie à cause de la structure crustale non modélisée.

4.3 Tests synthétiques

4.3.1 Introduction

L'inversion de la forme d'onde des phases PKIKP+PKiKP pour obtenir un modèle de vitesse et d'atténuation à la surface de la graine est non linéaire. Pour les inversions non linéaires, il n'est pas trivial d'identifier la résolution du modèle, les corrélations entre les différents paramètres, l'effet du contenu fréquentiel du signal sur la fonction coût, et la propagation des erreurs issues des données et/ou du processus de modélisation. Afin de quantifier tous ces phénomènes, une série de tests synthétiques est présentée. Ces tests sont réalisés sur des sismogrammes synthétiques dans la bande de fréquences 0.2-1 Hz pour les distances épicentrales 130.5° et 135° . Le but de cette série de tests est aussi d'obtenir une méthode permettant d'estimer la barre d'erreur du modèle à partir de la forme de la fonction coût, ou de la réduction de variance, dans l'espace des paramètres. Comme l'on ne précise pas l'erreur quadratique dans la fonction coût définie par l'équation (4.9), pour une même donnée, il y a équivalence entre cette fonction coût et la réduction de variance obtenue, à un facteur multiplicatif près. Cependant, la réduction de variance est intuitivement plus facile à aborder car ce paramètre est normalisé à la variance initiale de la donnée. Nous utiliserons donc dans les tests la réduction de variance plutôt que la fonction coût, mais en gardant en tête que ces fonctions sont équivalentes si l'on ne considère qu'une seule donnée à la fois.

4.3.2 Résolution intrinsèque des paramètres du modèle

Afin de savoir si le problème inverse implique une corrélation entre les paramètres de vitesse et d'atténuation des ondes, et de déterminer la résolution intrinsèque de ces paramètres, une première série de tests est réalisée sans introduire de bruit sur les sismogrammes synthétiques. Ainsi, la fonction source représentée sur la figure 4.12.a, de durée 5.6 s, est convoluée par les opérateurs de propagation de 3 modèles de graine dont la perturbation de vitesse prend successivement les valeurs $\frac{dV}{V} = -1\%$, 1% et 3% et l'atténuation est fixée à $\frac{1}{Q} = 0.005$. Cette fonction source est extraite des données des fonctions sources utilisées pour les données réelles. Ce test est réalisé pour deux distances épicentrales de 130.5° et 135° . Les sismogrammes synthétiques sont représentés sur les figures 4.12.b et 4.12.c pour les deux distances épicentrales.

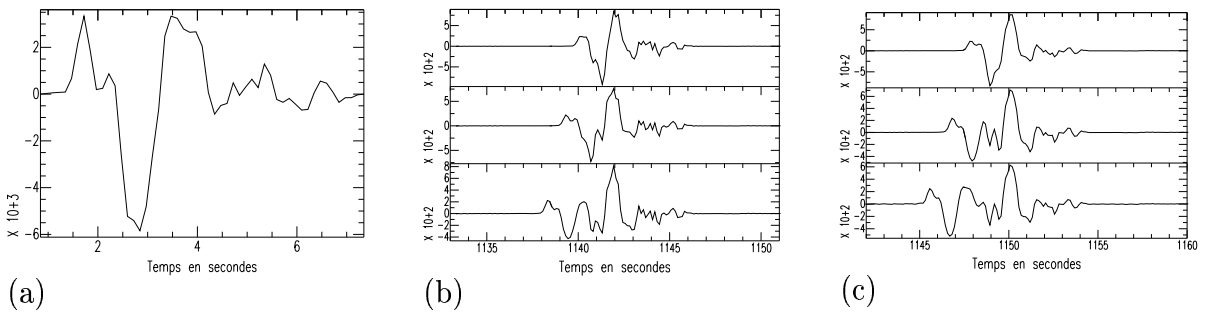


FIG. 4.12: (a) Fonction source de durée 5.6 s utilisée pour produire les sismogrammes synthétiques. (b) et (c) sismogrammes synthétiques pour des distances épicentrales de respectivement 130.5° et 135° . De haut en bas, les modèles de graine ont des perturbations de vitesse de successivement $\frac{dV}{V} = -1\%$, 1% et 3% et une atténuation fixée à $\frac{1}{Q} = 0.005$.

Les sismogrammes synthétiques obtenus sont ensuite inversés par la première méthode d'inversion en utilisant la même fonction source, et en fixant le paramètre de correction t^* à la valeur zéro. Les réductions de variance obtenues sont présentées sur la figure 4.13. Le maximum de réduction de variance est de 100% pour le modèle utilisé pour le calcul des sismogrammes synthétiques, car aucun bruit n'est introduit. Ce test permet de tirer plusieurs conclusions importantes sur la résolution intrinsèque des paramètres. On constate d'abord que l'atténuation est moins bien résolue que la perturbation de vitesse à toutes les distances et quelque soit le modèle de graine introduit à l'entrée du test. Cette faible résolution du facteur de qualité a été signalée suite à l'observation des opérateurs de propagation présentés sur la figure 4.3. C'est une limitation importante pour la détermination de l'atténuation dans la partie supérieure de la graine. Cependant, il ne semble pas apparaître de corrélation a priori entre les paramètres $1/Q$ et dV/V au vu de la réduction de variance. Ainsi, même si l'atténuation est mal résolue, elle n'est pas intrinsèquement corrélée au modèle de vitesse. Ensuite,

on remarque que les deux paramètres du modèle sont d'autant mieux résolus que la perturbation de vitesse introduite en entrée est grande. La résolution est très faible pour les perturbations de vitesse négatives et elle ne devient significative que pour les perturbations positives du modèle de vitesse. En effet, pour des vitesses plus importantes dans la graine, le temps de séparation entre les ondes PKIKP et PKiKP sur le sismogramme synthétique est plus grand, on a donc moins d'interférences et une meilleure résolution des paramètres influençant la forme de l'onde PKIKP. Enfin, la résolution des paramètres augmente lorsque la distance épacentrale augmente car le temps de séparation entre les 2 phases augmente avec la distance. Les modèles intrinsèquement les mieux résolus correspondent donc aux distances épacentrales les plus grandes.

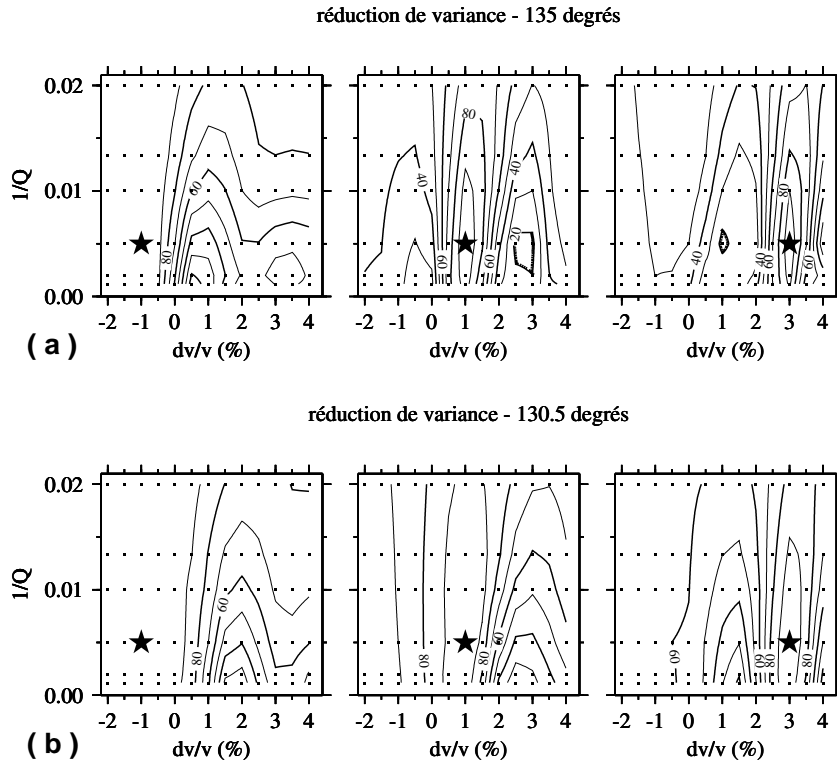


FIG. 4.13: Isocontours de la réduction de variance (en %) en fonction de l'atténuation ($1/Q$) et de la perturbation de vitesse (dV/V) dans la graine, pour les sismogrammes synthétiques à 135° (a) et 130.5° (b) de distance épacentrale. De gauche à droite, les modèles de graine ont des perturbations de vitesse de successivement $dV/V = -1\%$, 1% et 3% et une atténuation fixée à $1/Q = 0.005$. Les isocontours de la réduction de variance sont représentés tous les 10% , l'étoile noire marque le maximum de réduction de variance (ici 100%), et les points noirs indiquent les points de la grille qui sont déterminés dans l'espace des paramètres.

4.3.3 Effet de la fonction source

Afin de quantifier l'effet de la fonction source sur la résolution des paramètres du modèle, des tests synthétiques sont réalisés de la même façon que ceux présentés dans la section précédente pour trois fonctions sources de durées différentes. Ces trois fonctions sources sont représentées sur la figure 4.14.a, elles ont des durées de respectivement 5.6, 11.4 et 18.6 secondes. Lorsque la durée de la fonction source augmente, la proportion des basses fréquences augmente, comme prédit par un modèle simple de rupture à la source. Les sismogrammes synthétiques produits pour deux modèles de graine différents à la distance épacentrale de 130.5° sont présentés sur les figures 4.14.b et 4.14.c. La différence entre les formes d'ondes des deux modèles décroît lorsque la durée de la fonction source augmente.

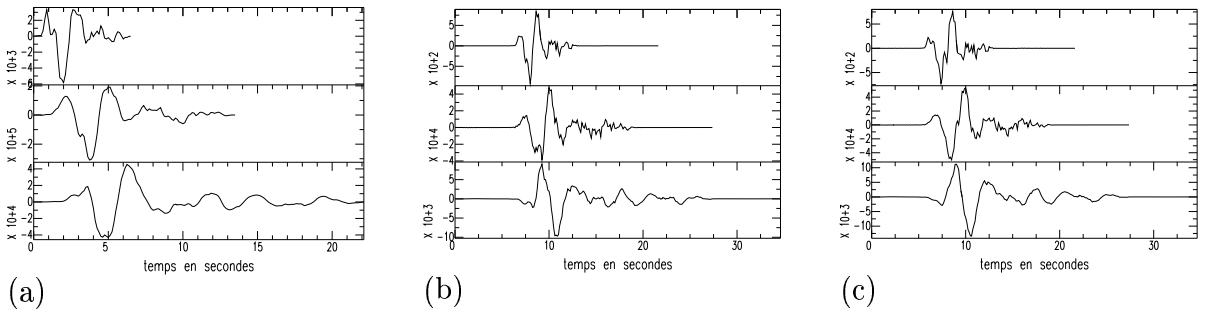


FIG. 4.14: (a) De haut en bas, fonctions sources de durées 5.6, 11.4 et 18.6 secondes, utilisées pour le calcul des sismogrammes synthétiques. (b) et (c) sismogrammes synthétiques à la distance épacentrale de 130.5° pour les modèles de graine ayant respectivement des perturbations de vitesse de $\frac{dV}{V} = -1\%$ et 1% et une atténuation fixée à $\frac{1}{Q} = 0.005$. De haut en bas, sismogrammes synthétiques pour les fonctions sources de durées 5.6, 11.4 et 18.6 secondes.

Les réductions de variance obtenues après inversion sont représentées sur la figure 4.15. La résolution des paramètres $1/Q$ et dV/V décroît lorsque la durée de la fonction source augmente. Cette observation illustre le fait que lorsque la proportion des basses fréquences augmente dans le signal, il est difficile de résoudre le faible temps de séparation entre les phases PKIKP et PKiKP dans le domaine temporel. Ce test nous amène donc à privilégier les fonctions sources courtes dont le contenu fréquentiel est plus hautes fréquences, car la résolution des paramètres du modèle sera plus importante. Cependant, les fonctions sources de faible durée correspondent à des séismes de faible magnitude, le bruit microsismique est donc plus important sur ces données. On peut aussi être tenté de ne modéliser que les hautes fréquences du signal pour les fonctions sources longues, mais on a vu dans un paragraphe précédent, que les fréquences au-delà de 1 Hz ne sont pas correctement modélisées. Ce test synthétique privilégie donc un compromis entre la longueur de la source et le niveau de bruit pour la sélection des données.

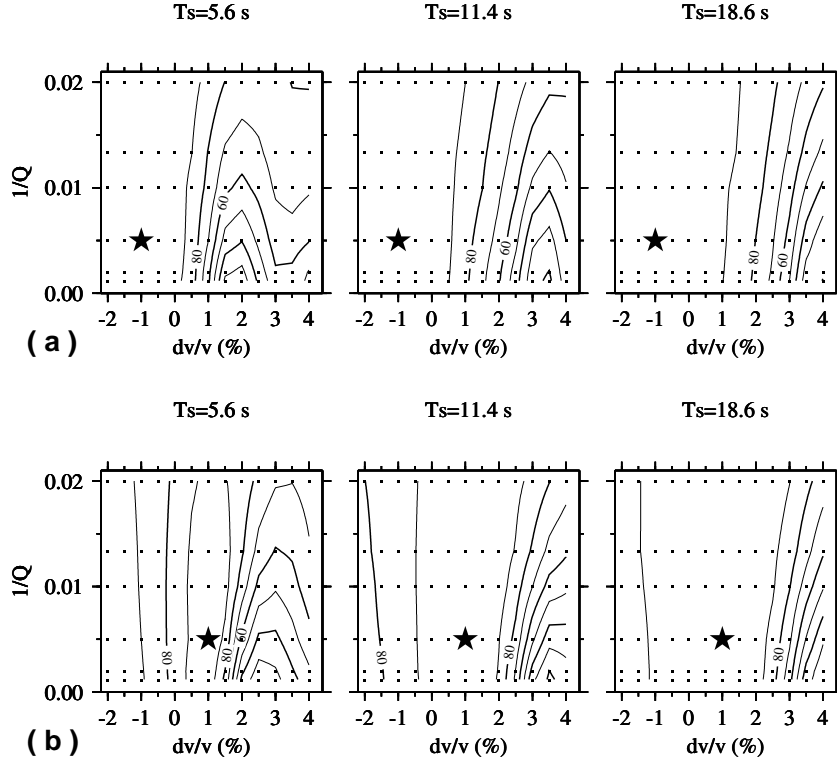


FIG. 4.15: Isocontours de la réduction de variance (en %) en fonction de l'atténuation ($1/Q$) et de la perturbation de vitesse (dv/v), à 130.5° de distance épacentrale, pour les modèles de graine de perturbations de vitesses $dv/v = -1\%$ (a) et $dv/v = 1\%$ (b) et dont l'atténuation est fixée à $1/Q = 0.005$. De gauche à droite, les fonctions sources ont une durée de successivement 5.6, 11.4 et 18.6 secondes. Les isocontours de la réduction de variance sont représentés tous les 10 %, l'étoile noire marque le maximum de réduction de variance (ici 100%), et les points noirs indiquent les points de la grille qui sont déterminés dans l'espace des paramètres.

4.3.4 Propagation du bruit

La propagation du bruit des données au cours de l'inversion entraîne des erreurs sur les paramètres du modèle obtenu. La détermination de la propagation du bruit au cours d'une inversion non linéaire n'est pas un problème trivial. La méthode choisie ici est une méthode statistique qui consiste à produire beaucoup de sismogramme synthétiques avec des réalisations différentes du bruit et à les inverser. La distribution des modèles obtenus après inversion donne une évaluation de la densité de probabilité des paramètres du modèle en fonction de l'amplitude du bruit utilisé.

Bruit sur les données

Afin d'estimer l'erreur due au bruit des données, une méthode statistique est mise en place. Des sismogrammes synthétiques bruités sont produits en ajoutant au sismogramme synthétique 300 réalisations différentes d'un bruit synthétique dont l'amplitude maximale est proportionnelle à l'amplitude maximale du sismogramme synthétique dans un rapport R (rapport bruit sur signal). Deux types de bruit sont testés: un bruit blanc, et un bruit brownien filtré par un filtre passe haut de fréquence de coupure 0.15 Hz. Le bruit blanc a une densité spectrale constante sur toute la bande de fréquences. Le bruit brownien filtré permet de simuler le bruit de fond microsismique avec un pic de densité spectrale autour de 0.15 Hz et une décroissance de la densité spectrale en f^{-2} au-delà. La figure 4.16 représente les sismogrammes synthétiques bruités par les deux types de bruit et pour différentes valeurs du rapport R . On remarque que le bruit blanc a un contenu fréquentiel qui est plus hautes fréquences que le bruit brownien filtré.

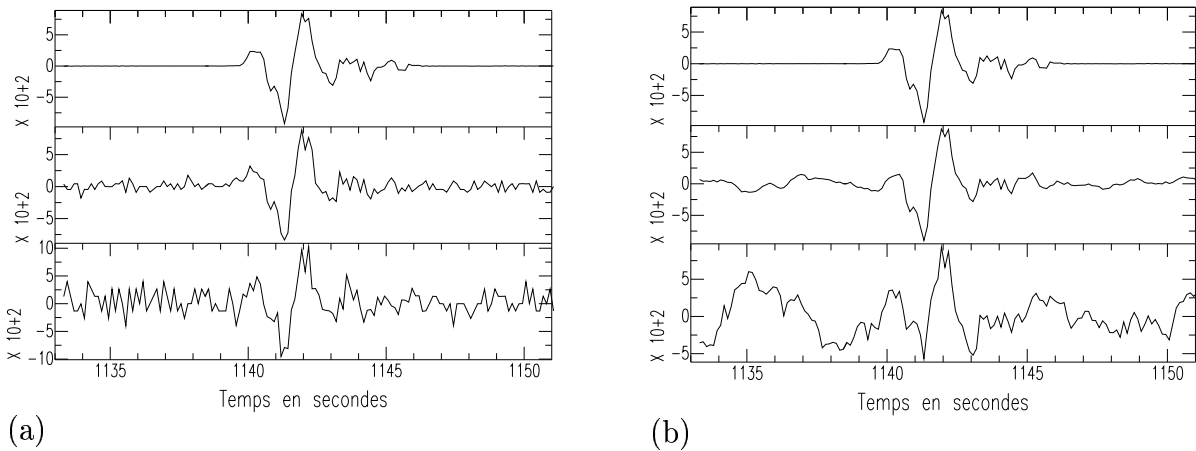


FIG. 4.16: Exemples de sismogrammes synthétiques bruités par un bruit blanc (a) et par un bruit brownien simulant le bruit microsismique par un filtrage passe haut de fréquence de coupure 0.15 Hz (b). De haut en bas, sismogramme synthétique non bruité, bruité pour $R=0.2$, et bruité pour $R=0.6$, où R est le rapport entre les amplitudes maximales du bruit et du sismogramme synthétique.

Le jeu de sismogrammes synthétiques bruités est ensuite inversé et la distribution des modèles obtenus donne une estimation de la densité de probabilité du modèle de graine. La densité de répartition des modèles, normalisée au pic de la distribution, est représentée sur les figures 4.17 et 4.18 pour deux modèles de graine, pour les deux types de bruit, et pour différentes valeurs du rapport R . La distance épacentrale est de 130.5° et les modèles de graine utilisés pour les figures 4.17 et 4.18 ont des perturbations de vitesse de respectivement -1% et 1% , et une atténuation fixée par $1/Q=0.005$. La réduction de variance obtenue pour le sismogramme synthétique non bruité est aussi représentée pour comparaison.

Pour le premier modèle de graine (figure 4.17), la réduction de variance présente un sommet assez large, ce qui témoigne d'une très faible résolution du paramètre $1/Q$, et d'une faible résolution du paramètre dV/V entre -2% et 0% . Les test synthétiques réalisés avec un bruit blanc (figure 4.17.a) montrent que la distribution des modèles obtenus s'élargit lorsque le bruit augmente, en suivant les isocontours de la réduction de variance intrinsèque obtenue pour un sismogramme synthétique non bruité. Cependant, on constate que pour des forts niveaux de bruit, la densité des modèles obtenus présente des pics pour les limites maximum et minimum du paramètre $1/Q$, ce qui témoigne d'une perte totale de résolution pour ce paramètre. La limite minimum du paramètre $1/Q$ semble être favorisée par l'inversion car c'est une façon de produire de plus hautes fréquences et ainsi de réaliser un meilleur ajustement au bruit. Le paramètre dV/V est mieux résolu, mais pour les forts niveaux de bruit, la largeur à mi-hauteur du pic de la distribution couvre l'intervalle de -2% à -0.5% . Les test synthétiques réalisés avec un bruit brownien (figure 4.17.b) conduisent aux mêmes observations, mais pour le même rapport R , le bruit brownien est plus important que le bruit blanc, car il a une énergie plus importante dans la bande de fréquences $0.2-1$ Hz utilisée pour l'inversion des signaux. On observe encore une correspondance entre la forme de la distribution des modèles et la réduction de variance. Par exemple, la limite de la zone de densité non nulle suit approximativement le contour à 95% de réduction de variance pour $R=0.2$, et celui à 65% pour $R=0.4$.

Pour le deuxième modèle de graine (figure 4.18), la réduction de variance présente un sommet plus étroit témoignant d'une meilleure résolution des paramètres $1/Q$ et dV/V . La distribution des modèles obtenus indique effectivement que les deux paramètres sont mieux résolus, même si la perturbation de vitesse est toujours mieux résolue que l'atténuation. Il apparaît des structures dans la distribution des modèles qui n'étaient pas visibles sur la réduction de variance, notamment l'absence de modèles avec des perturbations de vitesse négatives, même pour de très forts niveaux de bruit. Si l'on excepte cette différence, la distribution des modèles s'élargit lorsque le bruit augmente en suivant approximativement les isocontours de la réduction de variance. On constate encore que pour un bruit brownien, la limite de la zone de densité non nulle suit approxima-

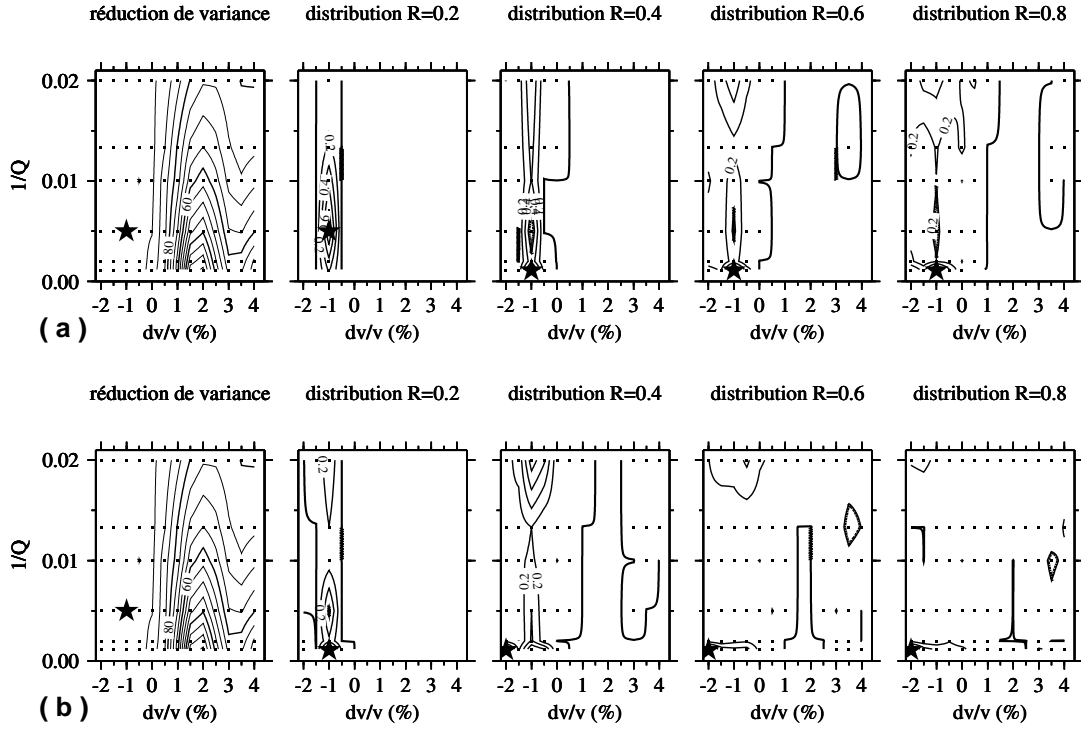


FIG. 4.17: Résultats du test statistique sur les sismogrammes synthétiques bruités avec un bruit blanc (a) et un bruit brownien filtré (b) pour un modèle de graine fixé par $dV/V = -1\%$ et $1/Q = 0.005$. De gauche à droite, isocontours (tous les 5 %) de la réduction de variance pour le sismogramme synthétique non bruité, puis isocontours (tous les 0.2) de la densité des modèles obtenus, normalisée au pic de la distribution, pour les valeurs du rapport $R = 0.2, 0.4, 0.6$ et 0.8 . Les points noirs indiquent les points de la grille qui sont déterminés dans l'espace des paramètres pour la réduction de variance, et les points où la densité de modèles est non nulle pour les autres figures. Les étoiles noires représentent le maximum de réduction de variance ou le pic de la distribution des modèles selon la figure.

tivement le contour à 95 % de réduction de variance pour $R=0.2$, et celui à 65 % pour $R=0.4$. Cette constatation laisse penser que l'on peut définir une relation empirique entre la réduction de variance et la densité de probabilité du modèle pour un niveau de bruit donné. Cette relation peut notamment permettre d'estimer la barre d'erreur des paramètres du modèle.

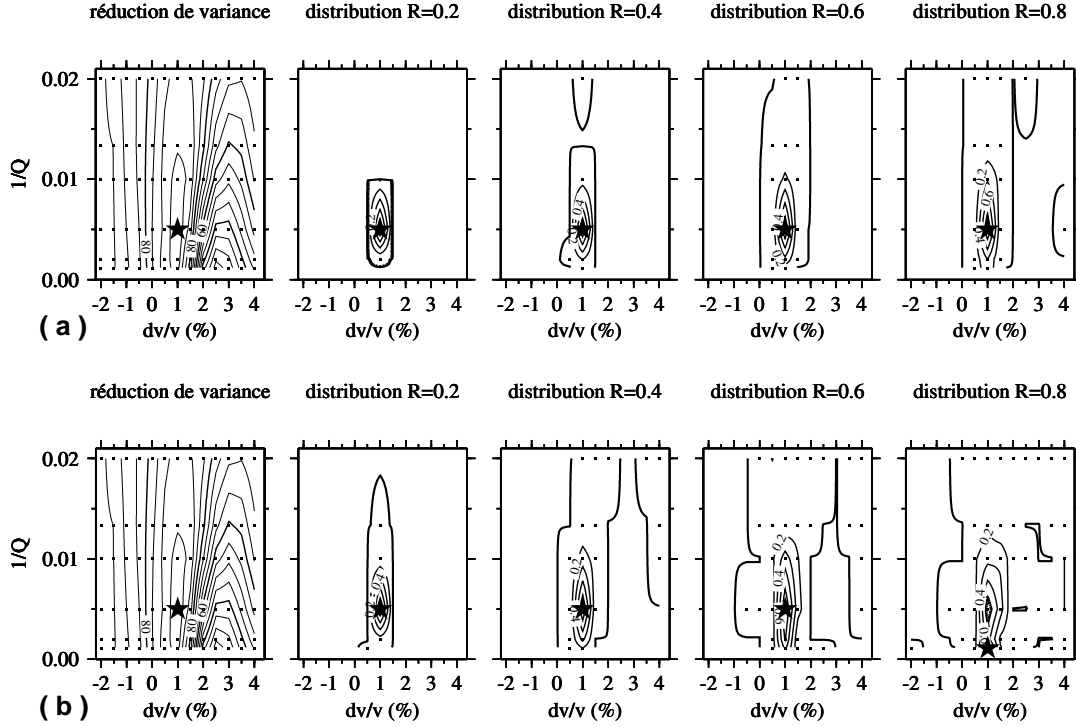


FIG. 4.18: Résultats du test statistique sur les sismogrammes synthétiques bruités avec un bruit blanc (a) et un bruit brownien filtré (b) pour un modèle de graine fixé par $dV/V = 1\%$ et $1/Q = 0.005$. De gauche à droite, isocontours (tous les 5 %) de la réduction de variance pour le sismogramme synthétique non bruité, puis isocontours (tous les 0.2) de la densité des modèles obtenus, normalisée au pic de la distribution, pour les valeurs du rapport $R=0.2, 0.4, 0.6$ et 0.8 . Les conventions sont les mêmes que celles de la figure précédente.

Bruit sur la fonction source

Afin d'estimer la propagation des erreurs dues au bruit sur la fonction source, c'est à dire au bruit de l'onde P, la méthode statistique développée au paragraphe précédent est à nouveau utilisée. Des fonctions sources bruitées sont synthétisées en ajoutant à la fonction source utilisée pour l'inversion 300 réalisations d'un bruit fixé par son type (blanc ou brownien) et par le rapport R de l'amplitude maximale du bruit à l'amplitude maximale de la fonction source. La figure 4.19 représente les fonctions sources bruitées

par les deux types de bruit pour différentes valeurs du rapport R .

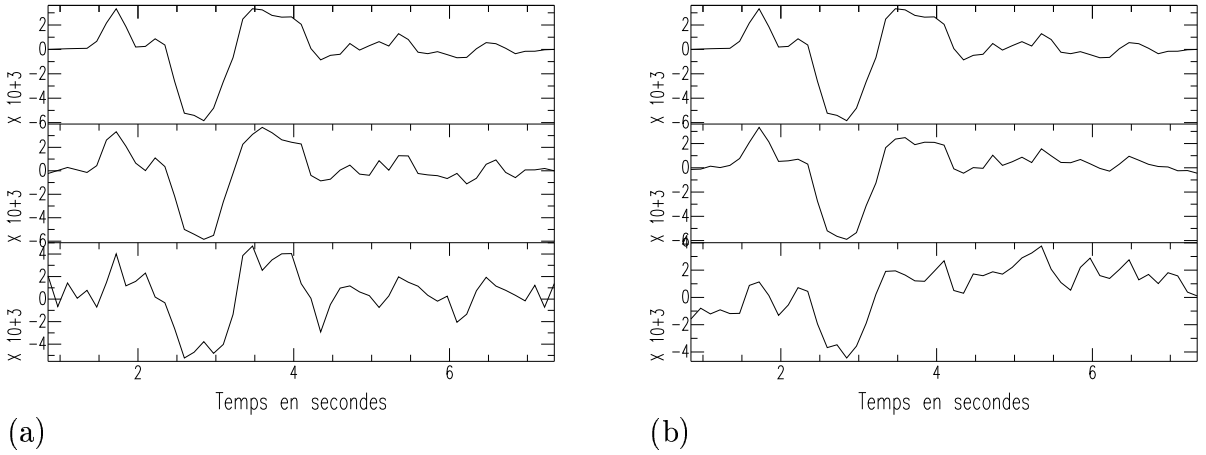


FIG. 4.19: Exemples de fonctions sources bruitées par un bruit blanc (a) et par un bruit brownien simulant le bruit microsismique (b). De haut en bas, fonction source non bruitée, bruitée pour $R=0.2$, et bruitée pour $R=0.6$, où R est le rapport entre les amplitudes maximales du bruit et de la fonction source.

Les sismogrammes synthétiques non bruités pour deux modèles de graine sont ensuite inversés en utilisant le jeu de fonctions sources bruitées. La densité de répartition des modèles, normalisée au pic de la distribution, est représentée sur les figures 4.20 et 4.21 pour les deux modèles de graine, pour les deux types de bruit, et pour différentes valeurs du rapport R . La distance épacentrale est de 130.5° et les modèles de graine utilisés pour les figures 4.20 et 4.21 ont des perturbations de vitesse de respectivement -1% et 1% , et une atténuation fixée par $1/Q=0.005$. La réduction de variance obtenue pour la fonction source non bruitée est aussi représentée pour comparaison.

Les résultats du test pour le modèle fixé par $dV/V = -1\%$ et $1/Q=0.005$ sont comparables avec ceux obtenus pour les sismogrammes synthétiques bruités (figure 4.17). On observe que la distribution des modèles s'élargie lorsque le bruit augmente en suivant approximativement les contours de la réduction de variance. Les faibles et fortes valeurs du paramètre $1/Q$ sont privilégiées car ce paramètre n'est pas résolu. Le paramètre dV/V est faiblement résolu entre -2% et 0% . Il semble que le bruit sur la fonction source se propage moins dans les résultats de l'inversion que le bruit sur les données, ce qui laisse espérer que la structure de la croûte sous la station enregistrant l'onde P induira peu d'erreur sur le modèle de graine. Cependant, la différence entre les distributions des figures 4.17 et 4.20 n'est pas très importante, il faudrait donc valider cette constatation en utilisant d'autres fonctions sources. Dans tous les cas, la similitude entre les résultats des figures 4.17 et 4.20 montre que les effets du bruit sur le sismogramme et sur la fonction source sont comparables.

Les résultats du test pour le modèle fixé par $dV/V=1\%$ et $1/Q=0.005$ (figure 4.21) sont comparables avec ceux obtenus pour les sismogrammes synthétiques bruités (figure

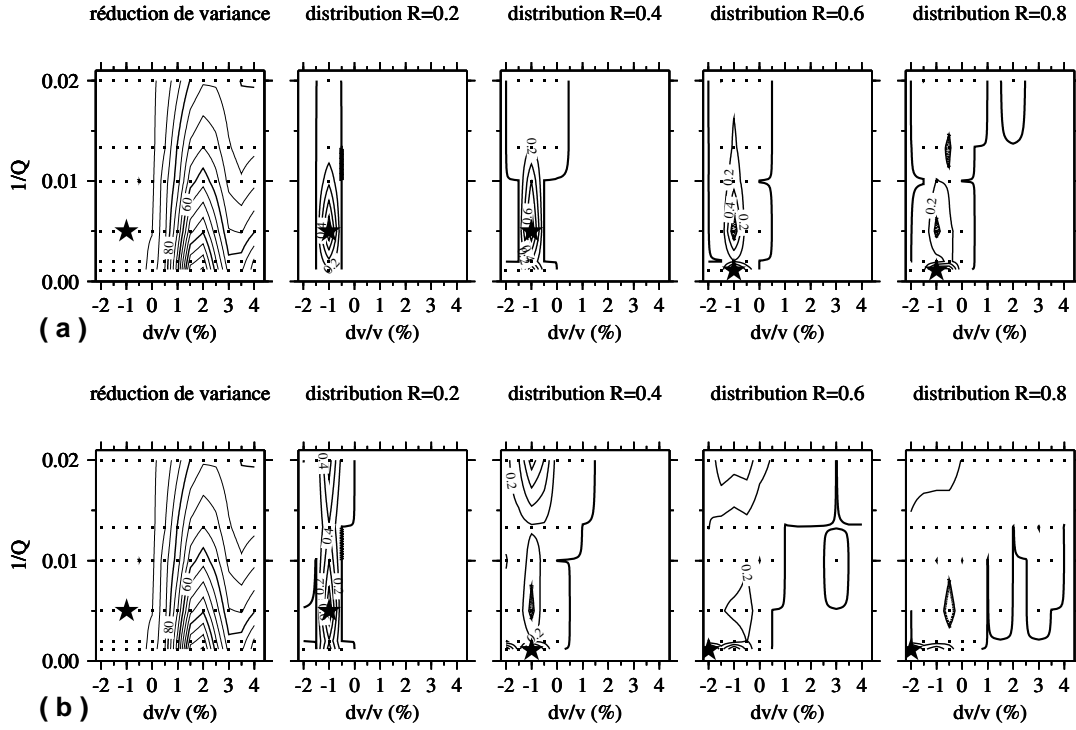


FIG. 4.20: Résultats du test statistique pour les fonctions sources bruitées avec un bruit blanc (a) et un bruit brownien filtré (b) et pour un modèle de graine fixé par $dV/V = -1\%$ et $1/Q = 0.005$. De gauche à droite, isocontours (tous les 5 %) de la réduction de variance pour le sismogramme synthétique non bruité, isocontours (tous les 0.2) de la densité des modèles obtenus, normalisée au pic de la distribution, pour les valeurs du rapport $R=0.2, 0.4, 0.6$ et 0.8 . Les points noirs indiquent les points de la grille qui sont déterminés dans l'espace des paramètres pour la réduction de variance, et les points où la densité de modèles est non nulle pour les autres figures. Les étoiles noires représentent le maximum de réduction de variance et le pic de la distribution des modèles.

4.18). On constate encore une correspondance entre la réduction de variance et la densité de probabilité du modèle.

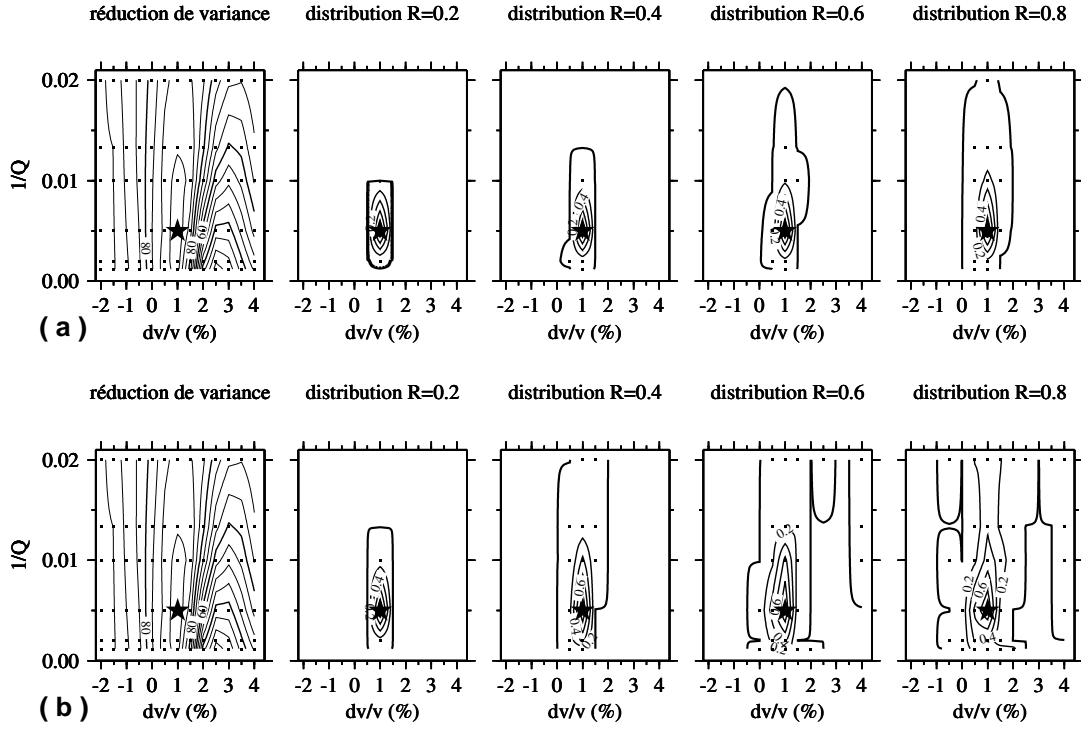


FIG. 4.21: Résultats du test statistique pour les fonctions sources bruitées avec un bruit blanc (a) et un bruit brownien filtré (b) et pour un modèle de graine fixé par $dV/V = 1\%$ et $1/Q = 0.005$. De gauche à droite, isocontours (tous les 5 %) de la réduction de variance pour le sismogramme synthétique non bruité, isocontours (tous les 0.2) de la densité des modèles obtenus, normalisée au pic de la distribution, pour les valeurs du rapport $R = 0.2, 0.4, 0.6$ et 0.8 . Les conventions sont les mêmes que celles de la figure précédente.

Domaine de confiance

Une correspondance est constatée au cours de ces tests synthétiques entre la réduction de variance du sismogramme non bruité et la densité de probabilité du modèle de graine pour des sismogrammes et des fonctions sources bruitées. La densité de probabilité du modèle peut donc être approximée par une loi empirique à partir de la réduction de variance, et du niveau de bruit de la donnée et de la fonction source. Les données des ondes P et PKP sont sélectionnées visuellement. On peut estimer que les données correspondants à un rapport R supérieur à 0.4 sont exclues par cette sélection visuelle. Pour un tel rapport R , la quasi totalité de la densité de probabilité est incluse dans la zone définie par une réduction de variance supérieure à 90 %. Comme les effets du bruit

de la fonction source et du bruit de la donnée se cumulent, la densité de probabilité des modèles s'élargit. Ce cas n'a pas été testé, mais on peut raisonnablement espérer que la zone définie par une réduction de variance supérieure à 90 % inclut la majeure partie de la densité de probabilité du modèle de graine pour les données réelles. La zone ainsi définie constitue donc un domaine de confiance dans l'espace $(dV/V, 1/Q)$. Cependant, dans le cas de données réelles bruitées, le maximum de réduction de variance n'est pas 100 %, il convient donc de définir un critère relatif au maximum de la réduction de variance. On considèrera donc que le domaine de confiance, qui comprend la majeure partie de la densité de probabilité du modèle, peut être défini par la zone de l'espace $(dV/V, 1/Q)$ dont la réduction de variance n'est pas inférieure de plus de 10 % à la réduction de variance maximale. Cette définition du domaine de confiance est empirique et très approximative, mais elle constitue une mesure de la barre erreur sur les paramètres dV/V et $1/Q$. A partir du domaine de confiance ainsi défini, on définit des intervalles de confiance $\left[\left(\frac{dV}{V}\right)_{min}; \left(\frac{dV}{V}\right)_{max}\right]$ et $\left[\left(\frac{1}{Q}\right)_{min}; \left(\frac{1}{Q}\right)_{max}\right]$ sur les paramètres dV/V et $1/Q$ par:

$$\begin{aligned} \left(\frac{dV}{V}\right)_{min} &= \min \left\{ \frac{dV}{V}, \text{ tel que } redvar \left(\frac{1}{Q}, \frac{dV}{V} \right) > (redvar_{max} - 10\%) \right\} \\ \left(\frac{dV}{V}\right)_{max} &= \max \left\{ \frac{dV}{V}, \text{ tel que } redvar \left(\frac{1}{Q}, \frac{dV}{V} \right) > (redvar_{max} - 10\%) \right\} \\ \left(\frac{1}{Q}\right)_{min} &= \min \left\{ \frac{1}{Q}, \text{ tel que } redvar \left(\frac{1}{Q}, \frac{dV}{V} \right) > (redvar_{max} - 10\%) \right\} \\ \left(\frac{1}{Q}\right)_{max} &= \max \left\{ \frac{1}{Q}, \text{ tel que } redvar \left(\frac{1}{Q}, \frac{dV}{V} \right) > (redvar_{max} - 10\%) \right\} \end{aligned} \quad (4.10)$$

où $redvar \left(\frac{1}{Q}, \frac{dV}{V} \right)$ est la réduction de variance en fonction des paramètres du modèle, et $redvar_{max}$ est le maximum de la réduction de variance. Ce critère est applicable directement pour la première méthode d'inversion, car la réduction de variance ne dépend que des paramètres $1/Q$ et dV/V . Pour la deuxième méthode d'inversion, la réduction de variance dépend aussi du paramètre t_k^* , l'intervalle de confiance devra donc être calculé sur un espace des paramètres tridimensionnel.

Les test synthétiques présentés ont donc permis de déterminer l'influence du bruit des ondes P et PKP sur le modèle de graine obtenu et de définir un domaine de confiance pour les résultats obtenus. Cependant, le bruit des données n'est pas la seule source d'erreur. En effet, les effets directionnels à la source et les hétérogénéités de vitesse et d'atténuation le long des trajets des ondes P et PKP vont introduire des erreurs qui n'auront pas les caractéristiques d'un bruit blanc ou microsismique. L'influence de ces erreurs sur le modèle de graine obtenu est beaucoup plus difficile à quantifier et la meilleure façon de les éviter est d'améliorer la modélisation de la propagation des ondes. On peut cependant imposer un critère de sélection portant sur la qualité de l'ajustement pour essayer de minimiser ces erreurs. C'est pourquoi l'on impose un critère de sélection des résultats qui consiste à ne garder que les données dont la réduction de variance maximale est supérieure à 70 % pour la première méthode d'inversion. Comme les données sont inversées pour un paramètre de plus (t_k^*) dans la deuxième méthode d'inversion, elles

ont un degré de liberté en plus, donc la condition de sélection portant sur la réduction de variance se doit d'être plus restrictive. Ainsi, on impose arbitrairement de ne garder que les résultats dont la réduction de variance maximale est supérieure à 80 % pour la deuxième méthode d'inversion.

4.3.5 Conclusion

Les tests synthétiques réalisés dans cette partie ont permis de dégager plusieurs conclusions importantes sur la résolution des paramètres du modèle et la propagation du bruit au cours du processus d'inversion. Les paramètres du modèle sont d'autant mieux résolus que la distance épacentrale est grande, que la vitesse dans la graine est importante, et que la durée de la fonction source est courte. Le paramètre d'atténuation est moins bien résolu que la perturbation de vitesse à la surface de la graine. Pour les perturbations de vitesse négatives, le paramètre d'atténuation n'est pas résolu et la perturbation de vitesse a un intervalle de confiance allant de -2 % à 0 %. Pour les perturbations de vitesse positives, les paramètres du modèle de graine ont une meilleure résolution intrinsèque. Les tests statistiques effectués sur la propagation du bruit des données et de la fonction source indiquent que la densité de probabilité du modèle peut être empiriquement reliée à la réduction de variance. Cette observation permet de définir une approximation des intervalles de confiance sur les paramètres du modèle à partir de la forme de la réduction de variance des données. Cette approximation n'est applicable que si l'ajustement du modèle aux données est suffisamment bon. C'est pourquoi les données dont la réduction de variance est inférieure à 70 % (80 %) sont rejetées pour la première (deuxième) méthode d'inversion.

4.4 Nouvelle inversion

Les résultats préliminaires présentés dans l'article soumis à la revue *Geophysical Journal International* sont précisés dans cette partie en prenant en compte les améliorations de la procédure d'inversion et les conclusions tirées des tests synthétiques. Certains résultats sont modifiés et la robustesse du modèle de graine est analysée par le calcul d'intervalles de confiance sur les paramètres de vitesse et d'atténuation des ondes P à la surface de la graine. L'inversion des données est réalisée dans la bande de fréquences 0.2-1 Hz.

4.4.1 Inversion dans le domaine temporel

Les résultats obtenus par l'inversion des données selon la première méthode d'inversion sont présentés dans cette partie avec l'intervalle de confiance qui leur est associé. Les résultats obtenus par la deuxième méthode d'inversion sont présentés de façon marginale car leur intervalle de confiance n'a pas été déterminé.

Modèle de vitesse et d'atténuation

Les résultats obtenus par la première méthode d'inversion dans la bande de fréquences 0.2-1 Hz sont présentés par la figure 4.22 pour les données dont la réduction de variance est supérieure à 70 %. Le critère imposé sur la réduction de variance maximale réduit le nombre de résultats, mais donne une meilleure robustesse à ces résultats. La comparaison avec les résultats présentés dans l'article (figure 4.5) montre que le découpage en zones de perturbations de vitesse positives et négatives doit être modifié. Le nouveau découpage sépare la surface de la graine en deux parties, une partie OUEST entre -180° et 60° de longitude, et une partie EST entre 60° et 180° de longitude. À deux ou trois exceptions près, sur lesquelles nous reviendrons par la suite, les perturbations de vitesse sont négatives dans la partie OUEST, et positives dans la partie EST. La figure 4.22.b représente les réductions de variance des données des parties OUEST et EST. Pour la partie OUEST, on constate que l'atténuation n'est pas résolue, et que la perturbation de vitesse est négative, mais faiblement résolue en dessous 0 %. Alors que pour la partie EST, l'atténuation est mieux résolue ($1/Q \sim 0.01$) et la perturbation de vitesse est résolue à 0.5 % près ($dV/V = 1 \pm 0.5$ %). La distinction de deux structures OUEST et EST est en accord avec les études précédentes de la vitesse des ondes P dans la partie supérieure de la graine (Cormier et Choy, 1986; Kaneshima, 1996; Niu et Wen, 2001).

Comme les intervalles de confiance des données n'apparaissent pas sur la figure 4.22.a, les perturbations de vitesse sont représentées avec leur intervalle de confiance sur la figure 4.23.a en fonction de la longitude du point milieu du rai PKIKP dans la graine. On constate que la plupart des perturbations de vitesse ont un intervalle de confiance assez grand. Pour les deux perturbations positives de l'hémisphère OUEST, l'intervalle de confiance à une largeur supérieure à 3 %. De même, la perturbation négative de l'hémisphère EST étend son intervalle de confiance jusqu'à la valeur de 0 %. Pour ces trois données, les ondes P dans le même azimut arrivent à la surface de la Terre dans les océans Pacifique et Indien. Or, il y a très peu de stations sur les îles océaniques, et elles sont très bruitées. Les ondes P utilisées pour estimer la fonction source de ces données ont donc été prises dans des azimuts différents de celui de l'onde PKP. On suspecte donc un biais dans les sismogrammes synthétiques dû aux effets directionnels à la source pour ces 3 résultats. Si l'on excepte ces résultats, on retrouve sur la figure 4.23.a la dépendance en longitude des perturbations de vitesse à la surface de la graine.

Sur la figure 4.23 sont aussi représentés les résidus de temps de propagation, mesurés par corrélation des formes d'ondes synthétiques avec les données, en fonction de la longitude du point milieu du rai PKIKP dans la graine. La barre d'erreur sur le résidu de temps de propagation est de l'ordre de la différence entre les résidus déterminés par la première et la deuxième méthode d'inversion pour la même donnée, c'est à dire généralement inférieure à 0.3 s. Les résidus de temps de propagation ont une valeur moyenne positive de 1.75 s. Cette forte valeur indique que le modèle ak135 est trop rapide pour les ondes

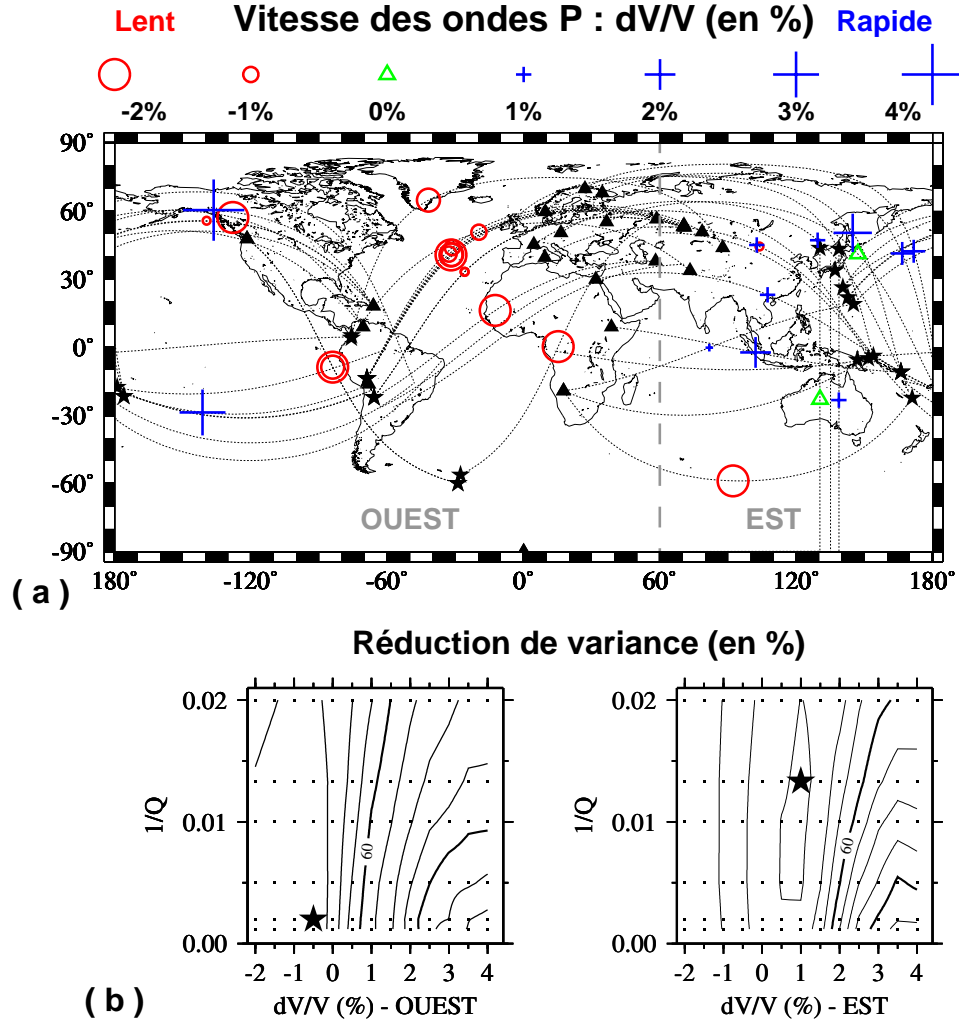


FIG. 4.22: Modèle de la partie supérieure de la graine obtenu par la première méthode d'inversion dans la bande de fréquences 0.2-1 Hz, pour les données dont la réduction de variance est supérieure à 70 %. (a) Perturbation de la vitesse des ondes P (en %) au point milieu du rai PKIKP. L'intervalle de confiance du paramètre dV/V n'est pas représenté. (b) Isocontours (tous les 5 %) de la réduction de variance des données en fonction des paramètres $1/Q$ et dV/V du modèle de graine pour les 2 régions OUEST et EST décrites ci-dessus. Les points noirs indiquent les points de la grille qui sont déterminés dans l'espace des paramètres, et l'étoile noire indique le maximum de réduction de variance.

du noyau entre 128 et 136 degrés de distance épicentrale. Une explication possible est que les temps de propagation de l'onde PKP reportés dans les bulletins qui ont servi à l'obtention du modèle ak135, soient faussés par la présence de précurseurs dans cet intervalle de distance (Clearly et Haddon, 1972). En effet, ces fausses détections entraînent un temps de propagation moyen plus court, donc un modèle trop rapide. Les résidus ne présentent pas de variation longitudinale car leurs variations sont dûes aux hétérogénéités du manteau.

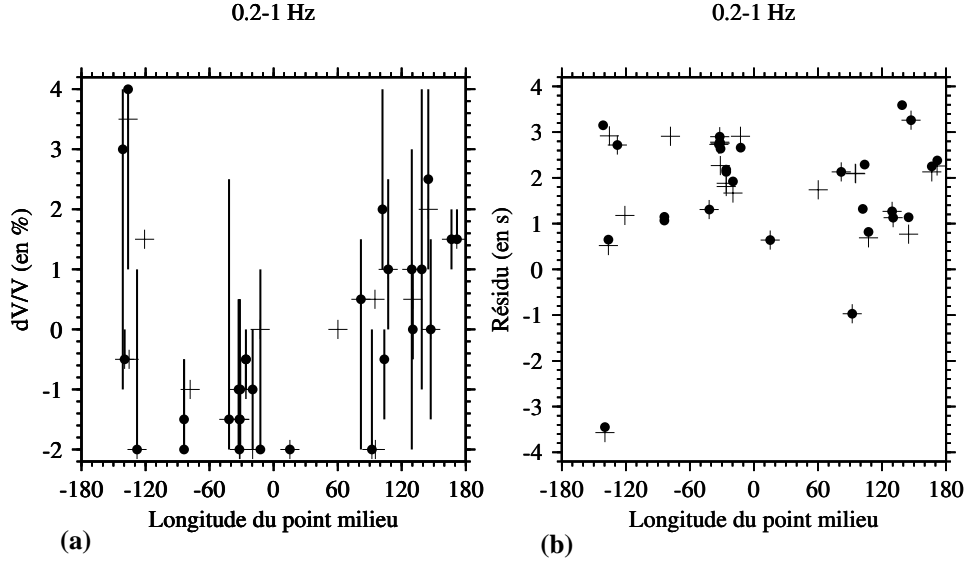


FIG. 4.23: (a) Perturbation de la vitesse des ondes P dV/V (en %) et (b) résidu (en s) en fonction de la longitude du point milieu du rai PKIKP (en °) pour les données dont la réduction de variance est supérieure à 70 % pour la première méthode d'inversion (cercles pleins), et 80 % pour la deuxième méthode d'inversion (croix). Les perturbations de vitesse obtenues par la première méthode d'inversion (cercles pleins) sont représentées avec leur intervalle de confiance (barre verticale), celles obtenues par la deuxième méthode d'inversion (croix) sont données pour information.

Anisotropie ?

Afin de tester la présence d'anisotropie axisymétrique orientée selon l'axe de Nord-Sud de la Terre à la surface de la graine, la figure 4.24 présente les perturbations de vitesse et les résidus de temps de propagation déterminés par les deux méthodes d'inversion, en fonction de l'angle ξ entre la direction du rai à son point le plus bas et l'axe de Nord-Sud de la Terre. Les perturbations de vitesse et les résidus obtenus ne semblent pas dépendre de l'angle ξ du rai. Les résultats de l'inversion ne favorisent donc pas la présence d'anisotropie axisymétrique orientée selon l'axe Nor-Sud dans les 50 premiers

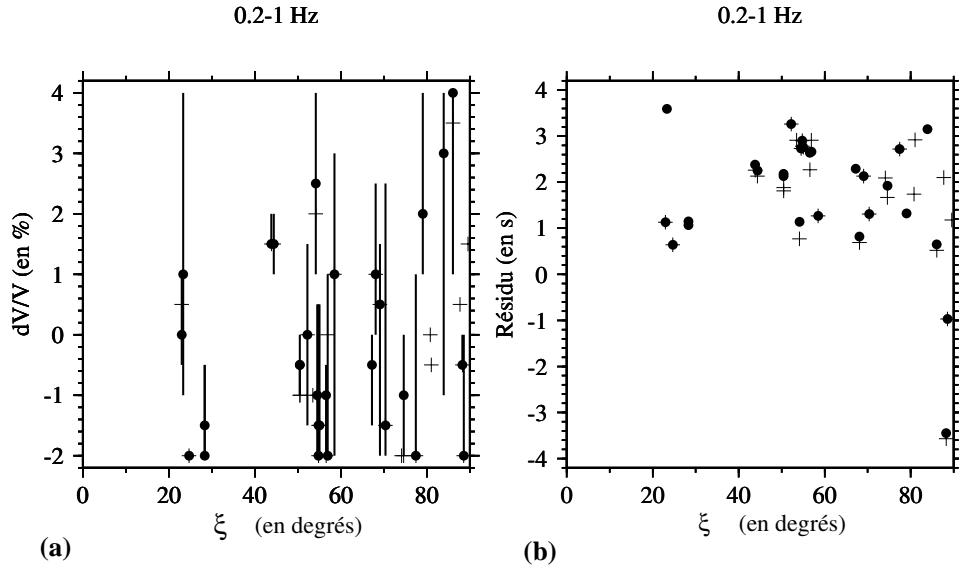


FIG. 4.24: (a) Perturbation de la vitesse des ondes P dV/V (en %) et (b) résidu (en s) en fonction de l'angle ξ (en °) pour les données dont la réduction de variance est supérieure à 70 % pour la première méthode d'inversion (cercles pleins), et 80 % pour la deuxième méthode d'inversion (croix).

kilomètres sous la surface de la graine.

Conclusion

Les résultats obtenus suite aux améliorations de la procédure d'inversion, dans la bande de fréquences 0.2-1 Hz, précisent ceux présentés dans l'article. La structure sismologique obtenue peut être résumée en séparant la partie supérieure de la graine en deux secteurs selon la longitude: un hémisphère OUEST (de -180° à 60° de longitude) présentant des perturbations négatives de la vitesse des ondes P, mais dont l'amplitude est mal résolue; un hémisphère EST (de 60° à 180° de longitude) présentant des perturbations positives de la vitesse des ondes P (1 ± 0.5 %). L'atténuation est forte ($1/Q \sim 0.01$) dans les 50 premiers kilomètres sous la surface de la graine, mais ce paramètre est insuffisamment résolu pour pouvoir valider une corrélation entre la vitesse et l'atténuation des ondes. Les variations de la vitesse des ondes P obtenues ne favorisent pas la présence d'anisotropie axisymétrique orientée selon l'axe Nord-Sud dans la partie supérieure de la graine.

4.4.2 Inversion dans le domaine fréquentiel

L'inversion des données a été réalisée dans le domaine temporel en calculant la fonction coût des données selon l'équation (4.9). La forme d'onde dans le domaine temporel contraint fortement le modèle de vitesse car elle contient l'information de la phase, incluant

le temps de séparation entre la phase PKIKP et la phase PKiKP. Mais les données peuvent aussi être inversées dans le domaine fréquentiel. En effet, les inversions par la méthode des moindres carrés de la forme d'onde non normalisée et de sa transformée de Fourier sont strictement équivalentes si la matrice de covariance utilisée est un multiple de la matrice identité. Les études précédentes de la graine ont cependant surtout utilisé le spectre d'amplitude des phases du noyau pour caractériser l'atténuation par comparaison entre les spectres des phases PKPdf et PKPbc (Niazi et Johnson, 1992; Bhat-tacharyya et al., 1993; Souriau et Roudil, 1995; Bowers et al., 1999; Tseng et al., 2001). Une fonction coût a été définie pour le spectre d'amplitude normalisé par les équations (4.4) et (4.5). La normalisation du spectre est introduite pour les mêmes raisons que la normalisation de la forme d'onde, c'est à dire pour que l'observable utilisée soit moins sensible aux erreurs sur l'amplitude de l'onde. L'information contenue dans le spectre normalisé est différente de celle contenue dans la forme d'onde normalisée en amplitude. En effet, le spectre normalisé ne contient pas l'information de la phase, il est donc moins sensible que la forme d'onde aux variations de la vitesse dans la partie supérieure de la graine. Par contre, le spectre de l'onde est plus sensible aux variations du facteur de qualité.

L'inversion des spectres d'amplitude normalisés est réalisée dans cette partie afin de mieux contraindre l'atténuation des ondes. Dans un premier temps, l'atténuation différentielle entre le trajet des ondes P et PKP est déduite du paramètre de correction t_{km}^* obtenu lors de la première méthode d'inversion. Puis, le modèle d'atténuation déduit de l'inversion du spectre normalisé est présenté.

Atténuation des ondes dans le manteau

Au cours de la première méthode d'inversion, l'atténuation de la fonction source est corrigée du paramètre t_{km}^* qui est estimé pour chaque station d'enregistrement des ondes P en minimisant la fonction $misP(t_k^*)$ décrite par l'équation (4.7). Ce paramètre corrige de l'atténuation différentielle entre les ondes P et PKP. Lorsque t_{km}^* est positif, cela signifie que l'atténuation des ondes P est plus importante que celle des ondes PKP compte tenu de celle prédite par le modèle PREM. Inversement, lorsque t_{km}^* est négatif, c'est que l'atténuation est plus faible. La figure 4.25 présente les paramètres t_{km}^* obtenus dans la bande de fréquences 0.2-1 Hz pour les stations enregistrant au moins 2 ondes P. Il est difficile de donner une signification géographique à ce paramètre, car il dépend des trajets des ondes P et PKP. De plus, aucune barre d'erreur ne lui est assignée. On peut cependant remarquer qu'on obtient une majorité de valeurs négatives. Comme l'atténuation différentielle entre les ondes P et PKP est essentiellement due à l'atténuation de l'onde P à son point le plus bas, cette observation tend à montrer que l'atténuation dans le manteau inférieur est plus faible que celle prédite par le modèle PREM. Cette observation est en accord avec la détermination récente de l'atténuation

du manteau par l'atténuation différentielle entre les ondes P et PP dans la même bande de fréquences (Warren et Shearer, 2000).

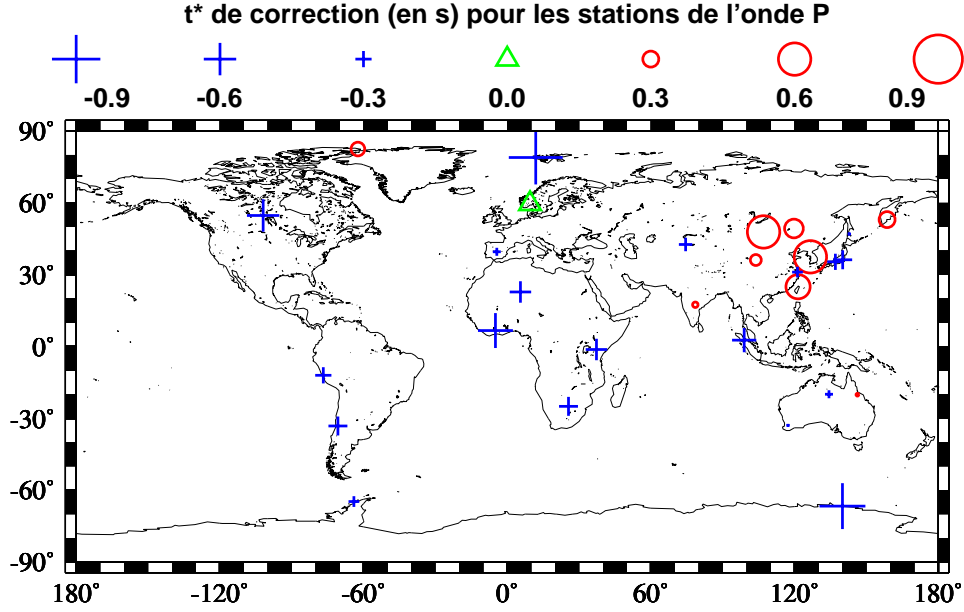


FIG. 4.25: Paramètre de correction t_{km}^* obtenu par la première méthode d'inversion dans la bande de fréquences 0.2-1 Hz et représenté pour les stations enregistrant plus de 2 ondes P. t_{km}^* est représenté à l'endroit où la station est localisée. Des valeurs positives correspondent à une atténuation plus forte que celle prédite par le modèle PREM, et des valeurs négatives à une atténuation plus faible.

Atténuation dans la graine

Afin de valider les résultats obtenus dans le domaine temporel et de tester l'apport d'une inversion dans le domaine fréquentiel, la réduction de variance du spectre normalisé est calculée pour les régions OUEST et EST définies sur la figure 4.22. Les réductions de variance régionales obtenues dans la bande de fréquences 0.2-1 Hz sont représentées à la fois dans les domaines temporel et fréquentiel sur la figure 4.26. Les inversions en temps et en fréquence donnent des résultats similaires, bien que les observables inversées soient différentes. La perturbation de vitesse dV/V est moins bien résolue dans le domaine fréquentiel que dans le domaine temporel, mais le paramètre d'atténuation $1/Q$ est lui mieux résolu. Dans le domaine fréquentiel, l'atténuation reste peu résolue pour les perturbations de vitesse négatives (région OUEST), mais elle est mieux résolue pour la région EST. Le modèle obtenu confirme une forte atténuation à la surface de la graine ($1/Q \sim 0.01$).

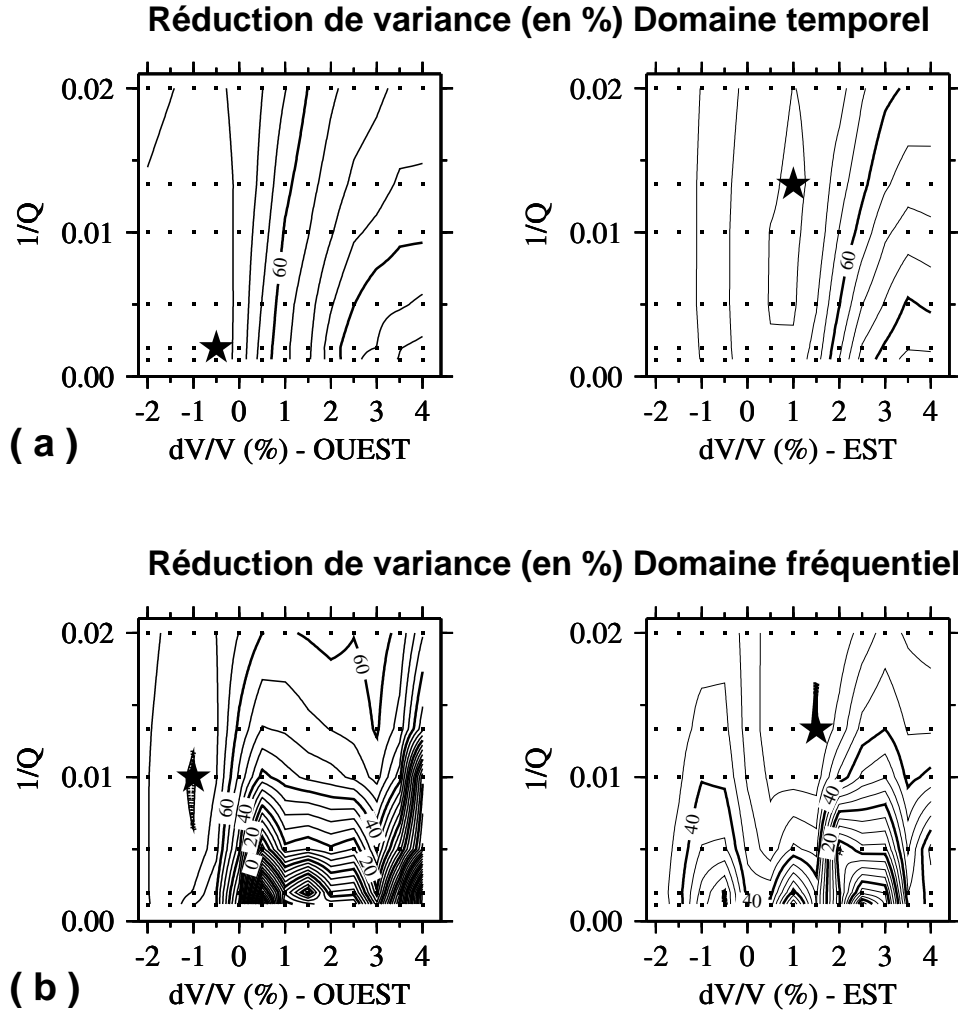


FIG. 4.26: Isocountours (tous les 5 %) de la réduction de variance de la forme d'onde normalisée (a) et du spectre normalisé (b) en fonction des paramètres $1/Q$ et dV/V du modèle de graine, dans la bande de fréquences 0.2-1 Hz, pour les régions OUEST et EST définies sur la figure 4.22. Les points noirs indiquent les points de la grille qui sont déterminés dans l'espace des paramètres, et l'étoile noire indique le maximum de réduction de variance. Les données sélectionnées sont celles dont la réduction de variance dans le domaine temporel est supérieure à 70 % pour la première méthode d'inversion.

Conclusion

L'inversion réalisée dans le domaine fréquentiel sur le spectre d'amplitude normalisé complète et précise l'inversion effectuée dans le domaine temporel. Les résultats obtenus pour le paramètre t_{km}^* sont en accord avec la détermination récente de l'atténuation des ondes de volume dans le manteau (Warren et Shearer, 2000). Les structures régionales de vitesse et d'atténuation obtenues dans le domaine fréquentiel et dans le domaine temporel sont en bon accord. L'inversion dans le domaine fréquentiel confirme une forte atténuation à la surface de la graine ($1/Q \sim 0.01$).

4.4.3 Conclusion

La méthode d'inversion de la forme d'onde du couple de phases du noyau PKIKP+PKiKP dans l'intervalle de distances épicentrales 128° - 136° a été améliorée et les résultats obtenus dans cette section permettent de préciser ceux présentés dans l'article. La détermination de la résolution des paramètres et l'évaluation des barres d'erreur apportent une meilleure robustesse au modèle de graine obtenu. L'inversion des données dans l'espace des fréquences permet aussi de préciser le paramètre d'atténuation des ondes. La principale limitation de cette étude réside dans l'estimation de la fonction source, ses variations azimutales et sa structure à hautes fréquences entraînant des erreurs de modélisation difficiles à estimer et/ou corriger. C'est en effet la cause principale des faibles réductions de variance obtenues pour les fréquences supérieures à 1 Hz, et de nombreuses données ont des réductions de variance faibles dans la bande de fréquences 0.2-1 Hz car la fonction source de l'évènement est mal estimée.

L'inversion donne une nouvelle image de la structure sismologique des 50 premiers kilomètres à la surface de la graine. Les principales différences avec les résultats présentés dans l'article sont liées à la faible résolution des paramètres du modèle. En effet, l'amplitude des perturbations de vitesse négatives n'est pas résolue, et la faible résolution du paramètre d'atténuation exclut la possibilité de tester une corrélation entre vitesse et atténuation à la surface de la graine. L'image de la structure sismologique de la partie supérieure de la graine est résumée sur la figure 4.27. La couche superficielle constituant les 50 premiers kilomètres de la graine peut être séparée en deux hémisphères: un hémisphère OUEST (de -180° à 60° de longitude) présentant des perturbations négatives de la vitesse des ondes P, mais dont l'amplitude n'est pas résolue; un hémisphère EST (de 60° à 180° de longitude) présentant des perturbations positives de la vitesse des ondes P (1 ± 0.5 %). L'atténuation des ondes P à la surface de la graine est forte ($1/Q \sim 0.01$). La structure de vitesse obtenue est liée à la longitude dans la graine, mais ne favorise pas la présence d'anisotropie axisymétrique orientée selon l'axe Nord-Sud.

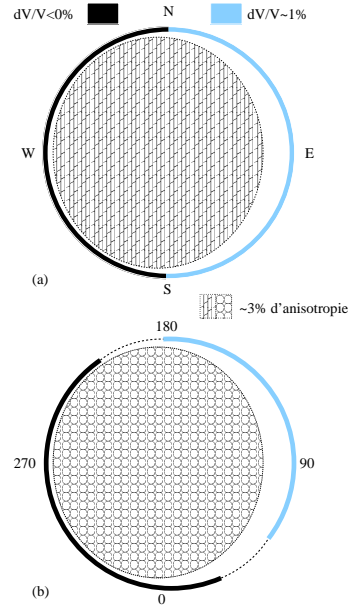


FIG. 4.27: Coupes méridienne (a) et équatoriale (b) de la graine résumant la structure de la graine obtenue par les ondes de volume. Les régions présentant des perturbations de vitesse positives (négatives) à la surface de la graine sont représentées en bleu clair (noir). La partie centrale de la graine présente une anisotropie transverse isotrope orientée selon l'axe Nord-Sud qui est représentée par des briques et des cercles. On note la corrélation entre la figure dissymétrique de la partie anisotrope et la structure de la partie supérieure de la graine.

4.5 Conclusion et discussion

L'inversion de la forme d'onde du couple de phases PKIKP+PKiKP dans l'intervalle de distances épicentrales 128° à 136° nous a donc permis d'obtenir un modèle de vitesse et d'atténuation pour les 50 kilomètres sous la surface de la graine. Ce modèle est résumé sur la figure 4.27. On distingue un hémisphère OUEST (de -180° à 60° de longitude) présentant des perturbations négatives de la vitesse des ondes P, mais dont l'amplitude n'est pas résolue, et un hémisphère EST (de 60° à 180° de longitude) présentant des perturbations positives de la vitesse des ondes P (1 ± 0.5 %). L'atténuation des ondes P à la surface de la graine est forte ($1/Q \sim 0.01$). Par ailleurs, les résultats obtenus pour le modèle de vitesse ne favorisent pas la présence d'anisotropie axisymétrique orientée selon l'axe de rotation de la Terre dans la partie supérieure de la graine.

Les résultats obtenus peuvent être comparés aux analyses précédentes du couple de phases du noyau PKIKP+PKiKP dans cet intervalle de distance (Cormier et Choy, 1986; Kaneshima, 1996; Niu et Wen, 2001). Les perturbations de la vitesse des ondes P dans la partie supérieure de la graine obtenues par ces études sont géographiquement en accord avec les résultats présentés ici. L'amplitude des perturbations de vitesse dans l'hémisphère OUEST a été déterminée à 0.5 % par les études précédentes, ce qui est dans la barre d'erreur de notre résultat. Pour l'hémisphère EST, on ne peut pas conclure, car la perturbation de vitesse est très mal résolue en dessous de 0 %. Le modèle d'atténuation obtenu est en accord avec les études précédentes de l'atténuation dans la partie supérieure de la graine (Doornbos, 1974; Cormier, 1981; Doornbos, 1983; Cummins et Johnson, 1988b), et précise le faible facteur de qualité des ondes P ($Q \sim 100$) dans les 50 kilomètres sous la surface de la graine.

La corrélation géographique entre la structure de vitesse de la partie supérieure de la graine et le niveau d'anisotropie entre 100 et 400 km de profondeur semble indiquer que ces deux structures ont une origine commune. Cette observation, qui est résumée sur la figure 4.27, apporte un nouvel éclairage à la dynamique de la graine. Le modèle de la dynamique du noyau liquide, sous l'influence d'un flux de chaleur hétérogène à la base du manteau, proposé par Sumita et Olson (1999), et détaillé sur la figure 3.23, est en mesure d'expliquer la présence d'un flux de chaleur hétérogène à la surface de la graine, qui est la cause possible de la variation hémisphérique de la structure sismologique. En effet, si l'on suppose que la partie supérieure de la graine est constituée par une couche de bouillie solide-liquide en compaction (Sumita et al., 1996), le flux de chaleur à la surface de la graine modifie la vitesse de sédimentation et donc la proportion de liquide et l'épaisseur de la couche. Lorsque le flux de chaleur est important, comme pour l'hémisphère Ouest, la vitesse de sédimentation est grande, et la couche biphasique a une épaisseur et une proportion de liquide plus importante (Sumita et al., 1996), la vitesse des ondes P sera donc plus faible. Lorsque le flux de chaleur est plus faible, comme pour l'hémisphère

Est, on a l'effet inverse et la vitesse des ondes P est plus importante car la proportion de liquide est plus faible. La structure hémisphérique de la vitesse des ondes P peut donc être expliquée par un modèle de compaction de la partie supérieure de la graine pour des conditions de flux de chaleur hétérogènes à la surface de la graine. En outre, la forte atténuation des ondes P s'explique par la présence d'inclusions fluides dans la partie supérieure de la graine (Singh et al., 2000). De plus, le modèle de compaction prédit une anisotropie radiale à la surface de la graine, qui ne pourrait pas être détectée car les données ne sont sensibles qu'aux variations azimutales de la vitesse: ceci pourrait expliquer l'absence apparente d'anisotropie axisymétrique dans la partie supérieure de la graine. Enfin, on a vu au paragraphe 3.5, que le modèle de formation de l'anisotropie par l'alignement des cristaux dans le champ de contrainte créé par les conditions de flux de chaleur à la surface de la graine (Yoshida et al., 1996) était capable d'expliquer la variation du niveau d'anisotropie entre 100 et 400 km de profondeur dans la graine, pour une variation hémisphérique du flux de chaleur à la surface de la graine. La combinaison des modèles expérimentaux de convection dans le noyau liquide (Sumita et Olson, 1999), et des modèles théoriques de la dynamique de la graine (Yoshida et al., 1996; Sumita et al., 1996) est donc en mesure d'expliquer la plupart des observations sismologiques.

Si l'inversion de la forme d'onde est largement utilisée pour les ondes de surface (Hara et al., 1993; Alsina et al., 1996), l'inversion de la forme des ondes de volume, et particulièrement des ondes P, est très peu utilisée car les difficultés rencontrées sont nombreuses. Ainsi, la résolution de certains problèmes semble un préalable incontournable pour améliorer l'inversion de la forme des ondes P. Tout d'abord, l'amélioration de l'inversion passera d'abord par une meilleure estimation de la fonction source. Ceci peut être réalisé en inversant un jeu de données d'ondes P pour modéliser la rupture à la source avant l'inversion des données PKP, ou en réalisant une inversion simultanée de la source et de la structure du noyau à partir de données P et PKP. Ensuite, la structure crustale fine doit être connue sous les stations utilisées pour pouvoir expliquer les hautes fréquences du signal. Ceci demande un travail important de calcul de la réponse de la croûte à hautes fréquences sous les stations. Enfin, la méthode de production de sismogrammes synthétiques doit être optimisée pour permettre un calcul plus rapide, et donc la possibilité d'inverser un plus grand nombre de paramètres. Une perspective pour la méthode d'inversion est de pouvoir intégrer des données PKP à plus grande distance épacentrale. Par exemple, on peut imaginer l'inversion successive des données PKP par tranches de distances épacentrales, en utilisant le modèle de Terre déterminé pour les tranches précédentes, ce qui est une façon de contourner le problème du faible nombre de paramètres inversibles. Cependant, ceci nécessitera une modélisation de la propagation dans les milieux anisotropes tridimensionnels, ce qui augmente le nombre de paramètres à inverser.

Conclusions et perspectives

Cette étude sismologique du noyau terrestre a porté d'une part sur la topographie de l'interface noyau-manteau, et d'autre part sur la structure sismologique de la graine. Ces deux objets d'étude ont été explorés au moyen des ondes de volume du noyau pour différents types de données (données de bulletins de temps de propagation et données de forme d'onde des grands réseaux sismologiques mondiaux) et par différentes techniques d'analyse (inversion linéaire et non linéaire, analyse statistique, modélisation de forme d'onde, analyse spectrale). Les structures sismologiques obtenues apportent des contraintes aux modèles de la dynamique terrestre.

L'analyse stochastique des temps de propagation des ondes du noyau permet d'estimer l'écart type de la topographie de l'interface noyau-manteau à 2 ± 0.7 km pour les longueurs d'ondes supérieures à 300 km, et de démontrer que la majeure partie du signal topographique est due aux longueurs d'ondes inférieures à 900 km. L'inversion des temps de propagation démontre l'impossibilité de séparer la topographie de l'interface des variations de vitesse dans la couche D'', sauf pour quelques régions bien échantillonnées par les ondes réfléchies sous l'interface. L'étude des ondes réfléchies sous l'interface indique une corrélation entre la topographie et les variations de vitesse dans la couche D'', et favorise une épaisseur de l'interface inférieure à 3 km. La prédominance des courtes longueurs d'ondes de la topographie favorise la présence d'une couche de faible viscosité à la base du manteau (Forte et Peltier, 1991). L'amplitude de la topographie obtenue permet aussi d'estimer le couple topographique entre le noyau et le manteau à 4×10^{16} Nm (Kuang et Chao, 2001), ce qui est insuffisant pour expliquer les variations décennales de la vitesse de rotation de la Terre. Cependant, si la topographie augmente aux courtes longueurs d'ondes, cette estimation peut être revue à la hausse. L'amélioration des modèles sismologiques de la topographie de l'interface noyau-manteau passera par l'utilisation des ondes réfléchies sous l'interface pour séparer la topographie des hétérogénéités de vitesse dans la couche D''. Le contenu fréquentiel des ondes réfléchies sous l'interface peut aussi être utilisé pour caractériser l'interface. La méthode stochastique développée pour les phases du noyau permet de calculer le niveau de bruit des données et peut être utilisée pour estimer la barre d'erreur des données de rais résumés pour d'autres études.

L'inversion des temps de propagation des phases du noyau donne une image des variations radiales et latérales de l'anisotropie de la graine pour un modèle d'anisotropie axisymétrique dont l'axe rapide est orienté selon l'axe de rotation de la Terre. Les principales caractéristiques du modèle obtenu sont un faible niveau d'anisotropie dans les 100 km à la surface de la graine, de fortes variations latérales de l'anisotropie entre 100 et 400 km de profondeur dans la graine, avec une anisotropie forte ($\sim 3\%$) dans l'hémisphère Ouest et faible ($\sim 0.5\%$) dans une grande part de l'hémisphère Est, et une anisotropie constante et uniforme d'amplitude 3% au delà de 400 km de profondeur. La méthode d'analyse stochastique permet de déduire, sur la base d'une étude des trajets équatoriaux peu anisotropes, que la graine présente un faible niveau d'hétérogénéités. La méthode est étendue au trajets anisotropes pour valider le modèle d'anisotropie obtenu. L'inversion de la forme d'onde du couple de phases PKIKP+PKiKP permet de proposer une image des variations de vitesse et d'atténuation des ondes P dans les 50 premiers kilomètres à la surface de la graine. Le modèle obtenu montre une variation hémisphérique de la structure sismologique avec des perturbations négatives de la vitesse des ondes P dans l'hémisphère Ouest, et des perturbations positives ($1 \pm 0.5\%$) dans la majeure partie de l'hémisphère Est. L'atténuation des ondes P est forte à la surface de la graine ($\frac{1}{Q} \sim 0.01$). La structure de vitesse obtenue ne favorise pas la présence d'anisotropie axisymétrique orientée selon l'axe Nord-Sud à la surface de la graine.

La structure sismologique à la surface de la graine est donc géographiquement corrélée aux variations de l'anisotropie entre 100 et 400 km de profondeur dans la graine. Cette observation sismologique est une nouvelle contrainte pour les modèles de la dynamique du noyau. Ainsi, l'image du noyau obtenue favorise les modèles de formation de l'anisotropie reposant sur les conditions de flux de chaleur à la surface de la graine, car une variation hémisphérique de ce flux de chaleur peut être expliquée par l'influence du flux de chaleur à la base du manteau sur la convection dans le noyau liquide (Sumita et Olson, 1999). Les mécanismes d'alignement des cristaux sous l'effet d'un champ de contrainte créé par les conditions de flux de chaleur à la surface de la graine (Yoshida et al., 1996), et de compaction d'une zone poreuse à la surface de la graine (Sumita et al., 1996) sont alors en mesure d'expliquer la quasi totalité des observations sismologiques. Le mécanisme de formation de l'anisotropie par alignement des dendrites de Fer (Bergman, 1997) peut aussi expliquer une grande part des observations sismologiques car il est susceptible d'être lié à la fois au flux de chaleur à la surface de la graine et à la dynamique du noyau liquide (Bergman, 2000; Bergman et al., soumis). Cependant, de grandes incertitudes pèsent sur les paramètres contrôlant la dynamique de ce modèle.

Cette thèse a montré que la connaissance de la structure sismologique du noyau terrestre apporte un éclairage sur de nombreux domaines de la dynamique terrestre. Même si notre connaissance du noyau terrestre s'améliore grâce aux efforts conjugués

de différents domaines de recherche, il reste encore de nombreux paramètres très mal résolus. Parmi ceux-ci, on a vu que les courtes longueurs d'ondes de la topographie de l'interface noyau-manteau n'ont pas pu être déterminées, bien qu'elles constituent les plus importantes variations topographiques. De même, la viscosité et la densité dans le noyau liquide sont mal résolues, particulièrement au voisinage de ses frontières avec le manteau et la graine, où la valeur de ces paramètres a des conséquences importantes sur la dynamique du noyau liquide et la dynamique globale de la Terre. La densité à la surface de la graine et la vitesse des ondes de cisaillement dans la graine ont aussi été estimées avec une erreur relative importante, alors que ces deux paramètres peuvent permettre de préciser la composition chimique du noyau. Quant à l'anisotropie de la graine, si sa structure est mieux déterminée à grandes longueurs d'ondes, l'image obtenue est de plus en plus complexe, et il convient de déterminer l'influence des courtes longueurs d'ondes dans la graine avant de pouvoir valider de nouveaux modèles d'anisotropie. Enfin, un problème de la sismologie du noyau est l'incompatibilité, à la fois pour l'anisotropie et l'atténuation des ondes, entre les modèles déduits des ondes de volume et les observations des modes normaux. Pour l'atténuation dans la graine, cette incompatibilité peut être résolue en invoquant la diffraction par les courtes longueurs d'ondes dans la graine (Cormier et al., 1998; Vidale et Earle, 2000). Cependant, les modèles d'anisotropie de la graine obtenus par les ondes de volume ne sont pas compatibles avec certains modes normaux du noyau (Romanowicz et Bréger, 2000). Il convient donc de résoudre cette énigme pour valider unanimement un modèle sismologique de la structure du noyau.

Au vu des progrès actuels dans les différents domaines de recherche liés au noyau terrestre, on peut espérer que bien des questions concernant la structure, la composition et la dynamique du noyau seront levées dans les années à venir. Les développements attendus en sismologie passeront par l'augmentation de la couverture des données résultant de la mise en place de sismographes de fond de mer, et par la résolution des courtes longueurs d'ondes du noyau au moyen de grandes antennes sismologiques. L'effort de recherche en physique des hautes pressions est source des progrès considérables tant dans le domaine expérimental, où l'on atteint les températures et pressions régnant dans le noyau, que par la modélisation théorique par les calculs *ab initio* qui permettent d'obtenir des estimations des variables d'état des alliages de Fer à hautes températures et hautes pressions. Ces progrès laissent espérer que la composition et les variables d'état du matériel composant le noyau seront déterminées dans les prochaines années. Enfin, la modélisation de la dynamique du noyau promet de grandes avancées, car d'une part les modèles numériques s'affinent et bénéficient de l'augmentation des capacités de calcul des ordinateurs, et d'autre part la plupart des modélisations analogiques de thermo-convection et de magnéto-convection entrent dans leur phase d'exploitation et vont permettre de mieux comprendre la dynamique du noyau liquide.

Annexe A

Paramétrisation de l'anisotropie

A.1 Anisotropie transverse isotrope

Le cas le plus simple d'anisotropie est lorsqu'une direction est privilégiée alors que les deux autres sont équivalentes. C'est l'anisotropie transverse isotrope, ou à symétrie hexagonale, ou axisymétrique. Dans ce cas, 5 constantes élastiques indépendantes relient le tenseur des contraintes à celui des déformations. Ces coefficients s'arrangent sous la forme d'une matrice symétrique $C_{\alpha\beta}$ qui s'écrit:

$$C_{\alpha\beta} = \begin{pmatrix} C_{11} & C_{11} - 2C_{66} & C_{13} & & & \\ & C_{11} & C_{13} & & & \\ & & C_{33} & & & \\ & & & C_{44} & & \\ & & & & C_{44} & \\ & & & & & C_{66} \end{pmatrix} \quad (\text{A.1})$$

ou encore sous la notation de Love:

$$C_{\alpha\beta} = \begin{pmatrix} \mathcal{A} & \mathcal{A} - 2\mathcal{N} & \mathcal{F} & & & \\ & \mathcal{A} & \mathcal{F} & & & \\ & & \mathcal{C} & & & \\ & & & \mathcal{L} & & \\ & & & & \mathcal{L} & \\ & & & & & \mathcal{N} \end{pmatrix} \quad (\text{A.2})$$

Dans le cas isotrope, les coefficients de Love sont reliés aux paramètres de Lamé par les relations:

$$\begin{aligned} \mathcal{L} &= \mathcal{N} = \mu \\ \mathcal{F} &= \lambda \\ \mathcal{A} &= \mathcal{C} = \lambda + 2\mu \end{aligned} \quad (\text{A.3})$$

On définit l'angle ξ entre la direction de l'axe de symétrie de l'anisotropie et la direction de propagation de l'onde (perpendiculaire au front d'onde). La vitesse de

propagation des ondes P en fonction de l'angle ξ est déduite des équations (A.1) et (A.2) (Thomsen, 1986):

$$\rho V_P^2(\xi) = \frac{1}{2} [C_{33} + C_{44} + (C_{11} - C_{33}) \sin^2 \xi + D(\xi)] \quad (\text{A.4})$$

avec ρ la densité, $V_P(\xi)$ vitesse des ondes P se propageant dans une direction faisant un angle ξ avec l'axe de symétrie de l'anisotropie et

$$\begin{aligned} D(\xi) = & \{(C_{33} - C_{44})^2 \\ & + 2[2(C_{13} + C_{44})^2 - (C_{33} - C_{44})(C_{11} + C_{33} - 2C_{44})] \sin^2 \xi \\ & + [(C_{11} + C_{33} - 2C_{44})^2 - 4(C_{13} + C_{44})^2] \sin^4 \xi\}^{1/2} \end{aligned} \quad (\text{A.5})$$

Les équations (A.4) et (A.5) sont valides pour toute anisotropie transverse isotrope, mais elles ont une forme complexe et leur utilisation n'est aisée. Pour une anisotropie faible, on leur préférera une approximation de l'équation (A.4) écrite sous la forme (Song, 1997):

$$\frac{\delta V_P(\xi)}{\alpha_0} = \frac{V_P(\xi) - \alpha_0}{\alpha_0} = \epsilon \cos^2 \xi - \sigma \sin^2 \xi \cos^2 \xi \quad (\text{A.6})$$

avec $\delta V_P(\xi)$ perturbation de vitesse due à l'anisotropie, $\alpha_0 = \sqrt{\mathcal{A}/\rho} = V_P(90^\circ)$ vitesse des ondes dans la direction perpendiculaire à l'axe de symétrie de l'anisotropie, $\epsilon = (\mathcal{C} - \mathcal{A})/2\mathcal{A}$ et $\sigma = (\mathcal{A} + \mathcal{C} - 4\mathcal{L} - 2\mathcal{F})/2\mathcal{A}$ coefficients décrivant l'anisotropie. Sous cette forme, l'anisotropie n'est plus paramétrisée que par 3 paramètres indépendants α_0 , ϵ et σ . D'autres formes de paramétrisation peuvent être déduites de l'équation (A.6) en changeant les coefficients par des formules trigonométriques. Deux autres formes de paramétrisation sont utilisées dans le troisième chapitre. La première s'écrit:

$$\frac{\delta V_P(\xi)}{\alpha_0} = a + b \cos(2\xi) + c \cos(4\xi) \quad (\text{A.7})$$

avec $a = -(4\epsilon + \sigma)/8 = (3\mathcal{A} - 5\mathcal{C} + 4\mathcal{L} + 2\mathcal{F})/16\mathcal{A}$, $b = \epsilon/2 = (\mathcal{C} - \mathcal{A})/4\mathcal{A}$ et $c = \sigma/8 = (\mathcal{A} + \mathcal{C} - 4\mathcal{L} - 2\mathcal{F})/16\mathcal{A}$. Cette paramétrisation est identique à celle de Shearer et al. (1988). Elle fait apparaître une constante a qui est une combinaison linéaire des coefficients ϵ et σ . La deuxième paramétrisation s'écrit:

$$\frac{\delta V_P(\xi)}{\alpha_0} = \epsilon \cos^2 \xi + \gamma \sin^2(2\xi) \quad (\text{A.8})$$

avec $\gamma = -\sigma/4 = (4\mathcal{L} + 2\mathcal{F} - \mathcal{A} - \mathcal{C})/8\mathcal{A}$. Cette paramétrisation est identique à celle utilisée par Su et Dziewonski (1995).

A.2 Anisotropie dans la graine

L'anisotropie dans la graine est paramétrisée par une anisotropie transverse isotrope avec un axe de symétrie selon l'axe Nord-Sud. Cette paramétrisation a été choisie car, d'une

part l'axe de symétrie des résidus de l'onde PKPdf est très proche de l'axe de rotation de la Terre (Su et Dziewonski, 1995), et d'autre part la simplicité de la paramétrisation permet de calculer les coefficients d'anisotropie malgré un échantillonnage partiel de la graine. L'anisotropie est calculée à partir des résidus de temps de propagation de l'onde PKPdf par rapport au modèle ak135 (Kennett et al., 1995). Le trajet de l'onde est approximé par une ligne droite dans la graine, car la vitesse de propagation des ondes P dans la graine est approximativement constante. On définit alors l'angle ξ comme l'angle entre le vecteur tangent du rai au point le plus bas et l'axe de symétrie de l'anisotropie (axe de rotation de la Terre), comme décrit sur la figure A.1.

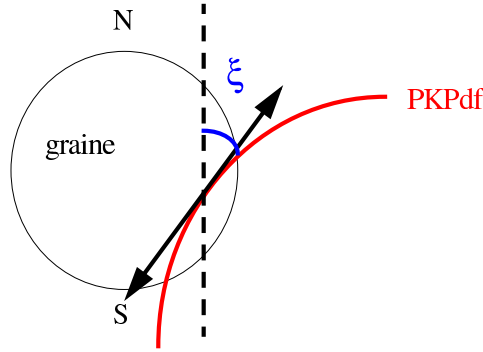


FIG. A.1: Schéma définissant l'angle ξ entre la tangente du rai PKPdf au point le plus bas et l'axe de rotation de la Terre.

Pour une anisotropie transverse isotrope homogène, au premier ordre, la perturbation du temps de propagation de l'onde due à l'anisotropie s'exprime par

$$\delta t_{ani}(\xi) = -t_{prop} \frac{\Delta V_P(\xi)}{\alpha_m} \quad (\text{A.9})$$

où t_{prop} est le temps de propagation de l'onde dans la partie anisotrope, α_m est la vitesse des ondes P dans la graine pour le modèle ak135 et $\Delta V_P(\xi) = V_P(\xi) - \alpha_m$ est la perturbation de vitesse des ondes P relative au modèle ak135. La perturbation du temps de propagation est donc proportionnelle au temps de trajet dans la partie anisotrope de la graine. Au premier ordre, on a la relation suivante entre les perturbations de vitesse définies dans les équations (A.7), (A.8) et (A.9):

$$\begin{aligned} \frac{\Delta V_P(\xi)}{\alpha_m} &\approx \frac{\alpha_0 - \alpha_m}{\alpha_m} + \frac{\delta V_P(\xi)}{\alpha_0} \\ &\approx \frac{\alpha_0 - \alpha_m}{\alpha_m} + a + b \cos(2\xi) + c \cos(4\xi) \\ &\approx \frac{\alpha_0 - \alpha_m}{\alpha_m} + \epsilon \cos^2 \xi + \gamma \sin^2(2\xi) \end{aligned} \quad (\text{A.10})$$

C'est pourquoi la perturbation de vitesse déduite des résidus de temps de propagation sera paramétrisée dans le troisième chapitre par les formules suivantes:

$$\frac{\Delta V_P(\xi)}{\alpha_m} = A + B \cos(2\xi) + C \cos(4\xi) \quad (\text{A.11})$$

$$\frac{\Delta V_P(\xi)}{\alpha_m} = a + \epsilon \cos^2 \xi + \gamma \sin^2(2\xi) \quad (\text{A.12})$$

Les résidus de temps de propagation seront donc inversés pour les paramétrisations définies par les équations précédentes (A.11) et (A.12). Les paramètres correspondants sont reliés par $A = (\alpha_0 - \alpha_m)/\alpha_m + a$, $B = b$, $C = c$ pour la première paramétrisation, et $a = \alpha_0 - \alpha_m/\alpha_m$ pour la deuxième paramétrisation. Ces coefficients peuvent varier en fonction de la position pour un modèle d'anisotropie tri-dimensionnelle.

Les paramétrisations précédentes ont trois coefficients indépendants. Mais lorsqu'on parle d'anisotropie, on donne généralement l'amplitude de l'anisotropie en %. Ce paramètre est la différence entre la perturbation de vitesse polaire ($\xi = 0^\circ$) et la perturbation de vitesse équatoriale ($\xi = 90^\circ$). Il s'exprime de façon simple en fonction des coefficients paramétrisant l'anisotropie:

$$\begin{aligned} \left(\frac{\Delta V_P}{\alpha_0}\right)_{amp} &= \frac{\Delta V_P(0^\circ)}{\alpha_m} - \frac{\Delta V_P(90^\circ)}{\alpha_m} \approx \frac{\delta V_P(0^\circ)}{\alpha_0} - \frac{\delta V_P(90^\circ)}{\alpha_0} = 2B \\ &= \epsilon \end{aligned} \quad (\text{A.13})$$

L'anisotropie des ondes sera d'autant plus importante que le paramètre $\left(\frac{\Delta V_P}{\alpha_0}\right)_{amp}$ sera grand.

A.3 Vitesse isotrope

Un autre paramètre important est la moyenne isotrope de la vitesse. Creager (1999) définit la moyenne isotrope de la vitesse des ondes P en étendant la moyenne de Voigt (Babuska et Cara, 1991). La moyenne isotrope est alors définie comme la moyenne de la vitesse sur tous les angles solides, et s'exprime en fonction des coefficients paramétrisant l'anisotropie:

$$\begin{aligned} \left(\frac{\Delta V_P}{\alpha_0}\right)_{iso} &= \frac{1}{4\pi} \int_{4\pi} \frac{\Delta V_P(\mathbf{d})}{\alpha_m} d\Omega = A - \frac{B}{3} - \frac{C}{15} \\ &= a + \frac{\epsilon}{3} + \frac{8}{15}\gamma \end{aligned} \quad (\text{A.14})$$

ou \mathbf{d} est une direction de l'espace, $d\Omega$ un angle solide élémentaire et 4π l'angle solide couvrant la totalité des directions de l'espace. Pour des matériaux de structure cristalline identique, l'amplitude de l'anisotropie varie en fonction du degré d'alignement des cristaux, la direction de l'axe de symétrie de l'anisotropie varie en fonction de la direction préférentielle d'alignement des cristaux, mais la vitesse isotrope reste la même. La vitesse isotrope est donc un moyen de vérifier l'homogénéité cristalline d'une structure anisotrope présentant des orientations ou des amplitudes différentes.

Références

- Adams R., 1972, Multiple inner core reflections from a Novaya Zemlya explosion, *Bull. Seismol. Soc. Am.*, **62**, pp. 1063–1071.
- Ahrens T., 1994, The origin of the Earth's, *Physics today*, **August**, pp. 38–45.
- Alfé D., Gillan M. et Price G., 1999, The melting curve of iron at the pressures of the Earth's core from *ab initio* calculations, *Nature*, **401**, pp. 462–464.
- Alfé D., Price G. et Gillan M., 2000, Thermodynamic stability of Fe/O solid solution at inner-core conditions, *Geophys. Res. Lett.*, **27**, pp. 2417–2420.
- Alsina D., Woodward R. et Snieder R., 1996, Shear wave velocity structure in North America from large-scale waveform inversions of surface waves, *J. Geophys. Res.*, **101**, pp. 15,969–15,986.
- Anderson D., 1989, The theory of the Earth's, Blackwell Scientific Publications.
- Anderson O. et Duba A., 1997, Experimental melting curve of iron revisited, *J. Geophys. Res.*, **102**, pp. 22,659–22,669.
- Andrault D., Fiquet G., Kunz M., Visocekas F. et Häuserman D., 1997, The orthorhombic structure of iron: an in situ study at high-temperature and high-pressure, *Science*, **278**, pp. 831–834.
- Andrault D., Fiquet G., Charpin T. et Le Bihan T., 2000, Structure analysis and stability field of β -iron at high P and T, *Am. Min.*, **85**, pp. 364–371.
- Aurnou J. et Olson P., 2000, Control of inner core rotation by electromagnetic, gravitational and mechanical torques, *Phys. Earth Planet. Inter.*, **117**, pp. 111–121.
- Aurnou J., Brito D. et Olson P., 1996, Mechanics of inner core super-rotation, *Geophys. Res. Lett.*, **23**, pp. 3401–3404.
- Aurnou J., Brito D. et Olson P., 1998, Anomalous rotation of the inner core and the toroidal magnetic field, *J. Geophys. Res.*, **103**, pp. 9721–9738.
- Babuska V. et Cara M., 1991, Seismic anisotropy in the Earth, Kluwer Academic Publishers.

- Bergman M., 1997, Measurements of electric anisotropy due to solidification texturing and the implications for the Earth's inner core, *Nature*, **389**, pp. 60–63.
- Bergman M., 2000, Measurements of electric anisotropy due to solidification texturing and the implications for the earth's inner core, dans *Proceedings of the 7th Symposium Study of the Earth's Deep Interior*, Exeter, England.
- Bergman M., Cole D. et Jones J., soumis, Preferred crystal orientations due to melt convection during directional solidification, *J. Geophys. Res.*.
- Bhattacharyya J., Shearer P. et Masters G., 1993, Inner core attenuation from short-period PKP(BC) versus PKP(DF), *Geophys. J. Int.*, **114**, pp. 1–11.
- Bijwaard H., Spakman W. et Engdahl E., 1998, Closing the gap between regional and global travel time tomography, *J. Geophys. Res.*, **103**, pp. 30,055–30,078.
- Billien M., Lévêque J.J. et Trampert J., 2000, Global maps of Rayleigh wave attenuation for periods between 40 and 150 seconds, *Geophys. Res. Lett.*, **27**, pp. 3619–3622.
- Bloxham J., 1992, The steady part of the secular variation of the Earth's magnetic field, *J. Geophys. Res.*, **97**, pp. 19,565–19,579.
- Bloxham J., 2000, Sensitivity of the geomagnetic axial dipole to thermal core-mantle interactions, *Nature*, **405**, pp. 63–65.
- Boatwright J., Fletcher J. et Fumal T., 1991, A general inversion scheme for source, site, and propagation characteristics using multiply recorded sets of moderate-sized earthquakes, *Bull. Seismol. Soc. Am.*, **81**, pp. 1754–1782.
- Bowers D., McCormack D. et Sharrock D., 1999, Observations of PKP(DF) and PKP(BC) across the United Kingdom: implications for studies of attenuation in the Earth's core, *Geophys. J. Int.*, **140**, pp. 374–384.
- Braginsky S., 1999, Dynamics of the stably stratified ocean at the top of the core, *Phys. Earth Planet. Inter.*, **111**, pp. 21–34.
- Brandon A., Walker R., Morgan J., Norman M. et Prichard H., 1998, Coupled ^{186}Os and ^{187}Os evidence for core-mantle interaction, *Science*, **280**, pp. 1570–1572.
- Bréger L. et Romanowicz B., 1998, Three-dimensional structure at the base of the mantle beneath the central Pacific, *Science*, **282**, pp. 718–720.
- Bréger L., Romanowicz B. et Tkalčić H., 1999, PKP(BC-DF) travel time residuals and short scale heterogeneity in the deep Earth, *Geophys. Res. Lett.*, **26**, pp. 3169–3172.
- Bréger L., Romanowicz B. et Rousset S., 2000, New constraints on the structure of the inner core from P'P', *Geophys. Res. Lett.*, **27**, pp. 2781–2784.

- Bréger L., Tkalčić H. et Romanowicz B., 2000, The effect of D" on PKP(AB-BC) travel time residuals and possible implications for inner core structure, *Earth Planet. Sci. Lett.*, **175**, pp. 133–143.
- Brito D., Aurnou J. et Olson P., 1999, Can heterogeneous core-mantle electromagnetic coupling control geomagnetic reversals, *Phys. Earth Planet. Inter.*, **112**, pp. 159–170.
- Brown J. et McQueen R., 1986, Phase transitions, Grüneisen parameter, and elasticity for shocked iron between 77GPa and 400GPa, *J. Geophys. Res.*, **91**, pp. 7485–7494.
- Buffett B., 1996, A mechanism for decade fluctuations in the length of day, *Geophys. Res. Lett.*, **23**, pp. 3803–3806.
- Buffett B., 1997, Geodynamic estimates of the viscosity of the Earth's inner core, *Geophys. Res. Lett.*, **26**, pp. 1509–1512.
- Buffett B., 2000, Earth's core and the geodynamo, *Science*, **288**, pp. 2007–2012.
- Buffett B. et Bloxham J., 2000, Deformation of Earth's inner core by electromagnetic forces, *Geophys. Res. Lett.*, **27**, pp. 4001–4004.
- Buffett B. et Creager K., 1999, A comparison of geodetic and seismic estimates of inner core rotation, *Geophys. Res. Lett.*, **26**, pp. 1509–1512.
- Buffett B. et Glatzmaier G., 2000, Gravitational braking of inner-core rotation in geodynamo simulations, *Geophys. Res. Lett.*, **27**, pp. 3125–3128.
- Buffett B., Huppert H., Lister J. et Woods A., 1992, Analytical model for solidification of the Earth's core, *Nature*, **356**, pp. 329–331.
- Buffett B., Huppert H., Lister J. et Woods A., 1996, On the thermal evolution of the Earth's core, *J. Geophys. Res.*, **101**, pp. 7989–8006.
- Buffett B., Garnero E. et Jeanloz R., 2000, Sediments at the top of the Earth's core, *Science*, **290**, pp. 1338–1342.
- Cardin P. et Olson P., 1994, Chaotic thermal convection in a rapidly rotating spherical shell: consequences for flow in the outer core, *Phys. Earth Planet. Inter.*, **82**, pp. 235–259.
- Chabot N. et Drake M., 1999, Potassium solubility in metal: the effects of composition at 15 kbar and 1900°C on partitioning between iron alloys and silicate melts, *Earth Planet. Sci. Lett.*, **172**, pp. 323–335.
- Chang A. et Clearly J., 1978, Precursors to PKKP, *Bull. Seismol. Soc. Am.*, **68**, pp. 1059–1079.

- Chapman C., 1978, A new method for computing synthetic seismograms, *Geophys. J. R. astr. Soc.*, **54**, pp. 481–518.
- Choy G. et Cormier V., 1983, The structure of the inner core inferred from short-period and broadband GDSN data, *Geophys. J. R. astr. Soc.*, **72**, pp. 1–21.
- Clearly J., 1981, Seismic wave scattering on underside reflection at the core-mantle boundary, *Phys. Earth Planet. Inter.*, **26**, pp. 266–267.
- Clearly J. et Haddon R., 1972, Seismic wave scattering near the core-mantle boundary: A new interpretation of precursors to PKP, *Nature*, **240**, pp. 549–551.
- Cormier V., 1981, Short-period PKP phases and the anelastic mechanism of the inner core, *Phys. Earth Planet. Inter.*, **24**, pp. 291–301.
- Cormier V. et Choy G., 1986, A search for lateral heterogeneity in the inner core from differential travel times near PKP-D and PKP-C, *Geophys. Res. Lett.*, **13**, pp. 1553–1556.
- Cormier V. et Richards P., 1976, Comment on ‘The damping of core waves’ by Anthony Qamar and Alfredo Eisenberg, *J. Geophys. Res.*, **81**, pp. 3066–3068.
- Cormier V. et Richards P., 1977, Full wave theory applied to a discontinuous velocity increase: the inner core boundary, *J. Geophys.*, **43**, pp. 3–31.
- Cormier V., Xu L. et Choy G., 1998, Seismic attenuation of the inner core: Viscoelastic or stratigraphic?, *Geophys. Res. Lett.*, **25**, pp. 4019–4022.
- Courtier N., Ducarme B., Goodkind J., Hinderer J., Imanishi Y., Seama N., Sun H., Merriam J., Bengert B. et Smylie D., 2000, Global superconducting gravimeter observations and the search for the translational modes of the inner core, *Phys. Earth Planet. Inter.*, **117**, pp. 3–20.
- Creager K., 1992, Anisotropy of the inner core from differential travel times of the phases PKP and PKIKP, *Nature*, **356**, pp. 309–314.
- Creager K., 1997, Inner core rotation rate from small scale heterogeneity and time-varying travel times, *Science*, **278**, pp. 1284–1288.
- Creager K., 1999, Large-scale variations in inner core anisotropy, *J. Geophys. Res.*, **104**, pp. 23,127–23,139.
- Creager K., 2000, Inner core anisotropy and rotation, dans *Mineral Physics and Seismic Tomography*, édité par S.I. Karato, L. Stixrude, R. Liebermann, G. Masters et A. Forte, American Geophysical Union.
- Creager K. et Jordan T., 1986, Aspherical structure of the core-mantle boundary from PKP travel times, *Geophys. Res. Lett.*, **13**, pp. 1497–1500.

- Cummins P. et Johnson L., 1988, Synthetic seismograms for an inner core transition of finite thickness, *Geophys. J.*, **94**, pp. 21–34.
- Cummins P. et Johnson L., 1988, Short-period body wave constraints on properties of the Earth's inner core boundary, *J. Geophys. Res.*, **93**, pp. 9058–9074.
- Cummins P. et Wahr J., 1993, A study of the Earth's free core nutation using international deployment of accelerometers gravity data, *J. Geophys. Res.*, **98**, pp. 2091–2103.
- Davaille A., 1999, Simultaneous generation of hotspot and superswells by convection in a heterogeneous planetary mantle, *Nature*, **401**, pp. 756–760.
- Deuss A., Woodhouse J., Paulssen H. et Trampert J., 2000, The observation of inner core shear waves, *Geophys. J. Int.*, **142**, pp. 67–73.
- Doornbos D., 1974, The anelasticity of the inner core, *Geophys. J. R. astr. Soc.*, **38**, pp. 397–415.
- Doornbos D., 1980, Effect of a rough core-mantle boundary on PKKP, *Phys. Earth Planet. Inter.*, **21**, pp. 351–358.
- Doornbos D., 1983, Observable effects of the seismic absorption band in the Earth's, *Geophys. J. R. astr. Soc.*, **75**, pp. 693–711.
- Doornbos D., 1988, Seismological Algorithms, Academic Press Inc.
- Doornbos D. et Hilton T., 1989, Models of the core-mantle boundary and the travel times of internally reflected core phases, *J. Geophys. Res.*, **94**, pp. 15,741–15,751.
- Dormy E., Valet J.P. et Courtillot V., 2000, Numerical models of the geodynamo and observational constraints, *Geochem. Geophys. Geosyst.*, **1**, pp. 2000GC000062.
- Durek J. et Romanowicz B., 1999, Inner core anisotropy inferred by direct inversion of normal mode spectra, *Geophys. J. Int.*, **139**, pp. 599–622.
- Dziewonski A., 1984, Mapping the lower mantle: determination of lateral heterogeneity in P velocity up to degree and order 6, *J. Geophys. Res.*, **89**, pp. 5929–5952.
- Dziewonski A. et Anderson D., 1981, Preliminary reference Earth model, *Phys. Earth Planet. Inter.*, **25**, pp. 297–356.
- Dziewonski A. et Gilbert F., 1971, Solidity of the inner core of the Earth inferred from normal mode observations, *Nature*, **234**, pp. 465–466.
- Dziewonski A. et Woodhouse J., 1983, An experiment in the systematic study of global seismicity: centroid-moment tensor solutions for 201 moderate and large earthquakes of 1981, *J. Geophys. Res.*, **88**, pp. 3247–3271.

- Dziewonski A., Chou T.A. et Woodhouse J., 1981, Determination of earthquake source parameters from waveform data for studies of global and regional seismicity, *J. Geophys. Res.*, **86**, pp. 2825–2852.
- Dziewonski A.M. et Gilbert F., 1976, The effect of small, aspherical perturbations on travel times and a re-examination of the corrections for ellipticity, *Geophys. J. R. astr. Soc.*, **44**, pp. 7–17.
- Dziewonski A.M., Hales A. et Lapwood E., 1975, Parametrically simple Earth models consistent with geophysical data, *Phys. Earth Planet. Inter.*, **10**, pp. 12–48.
- Earle P. et Shearer P., 1997, Observation of PKKP precursors used to estimate small-scale topography on the core-mantle boundary, *Science*, **277**, pp. 667–670.
- Ekström G., 1994, Rapid earthquake analysis utilizes the internet, *Computers in Physics*, **8**, pp. 632–638.
- Engdahl E., 1968, The Earth's Core, Thèse de doctorat de l'université de Saint Louis.
- Engdahl E., 1968, Seismic waves within Earth's outer core: Multiple reflection, *Science*, **161**, pp. 263–264.
- Engdahl E., Van der Hilst R. et Buland R., 1998, Global teleseismic earthquake relocation with improved travel times and procedures for depth determination, *Bull. Seismol. Soc. Am.*, **88**, pp. 722–743.
- Everitt B. et Dunn G., 1991, Applied multivariate data analysis, Edward Arnold.
- Fearn D., D.E. L. et Roberts P., 1981, Structure of the Earth's inner core, *Nature*, **292**, pp. 232–233.
- Field E. et Jacob K., 1995, A comparison and test of various site-response estimation techniques, including three that are not reference-site dependent, *Bull. Seismol. Soc. Am.*, **85**, pp. 1127–1143.
- Forte A. et Peltier R., 1991, Viscous flow models of global geophysical observables 1. Forward problems, *J. Geophys. Res.*, **96**, pp. 20,131–20,159.
- Forte A., Mitrovica J. et Woodward R., 1995, Seismic-geodynamic determination of the origin of excess ellipticity of the core-mantle boundary, *Geophys. Res. Lett.*, **22**, pp. 1013–1016.
- Freybourger M., Chevrot S., Krüger F. et Achauer U., 2001, A waveform migration for the investigation of P wave structure at the top of D'' beneath northern Siberia, *J. Geophys. Res.*, **106**, pp. 4129–4140.
- Fuchs K. et Muller G., 1971, Computation of synthetic seismograms with the reflectivity method and comparison with observation, *Geophys. J. R. astr. Soc.*, **23**, pp. 417–433.

- Gaffrey M., 1990, Thermal history of the asteroid belt: Implication for accretion of terrestrial planets, dans *The origin of the Earth's*, édité par H. Newsom et J. Jones, Oxford University Press.
- Garcia R., soumis, Constraintss on upper inner core structure by waveform inversion of core phases, *Geophys. J. Int.*.
- Garcia R. et Souriau A., 2000, Amplitude of the core-mantle boundary topography estimated by stochastic analysis of core phases, *Phys. Earth Planet. Inter.*, **117**, pp. 345–359.
- Garcia R. et Souriau A., 2000, Inner core anisotropy and heterogeneity level, *Geophys. Res. Lett.*, **27**, pp. 3121–3124.
- Garcia R. et Souriau A., 2001, Correction to: Inner core anisotropy and heterogeneity level, *Geophys. Res. Lett.*, **28**, pp. 85–86.
- Garnero E. et Helmberger D., 1996, Seismic detection of a thin laterally varying boundary layer at the base of the mantle beneath the central-Pacific, *Geophys. Res. Lett.*, **23**, pp. 977–980.
- Garnero E. et Jeanloz R., 2000, Fuzzy patches on the Earth's core-mantle boundary, *Geophys. Res. Lett.*, **27**, pp. 2777–2780.
- Garnero E. et Vidale J., 1999, ScP; a probe of ultralow velocity zones at the base of the mantle, *Geophys. Res. Lett.*, **26**, pp. 377–380.
- Garnero E., Revenaugh J., Williams Q., Lay T. et Kellog L., 1998, Ultra low velocity zone at the core-mantle boundary, dans *The core-mantle boundary region*, édité par M. Gurnis, M. Wyssession, E. Knittle et B. Buffett, American Geophysical Union.
- Glatzmaier G. et Roberts P., 1995, A three-dimensional convective dynamo solution with rotating and finitely conducting inner core and mantle, *Phys. Earth Planet. Inter.*, **91**, pp. 63–75.
- Glatzmaier G. et Roberts P., 1996, Rotation and magnetism of the Earth's inner core, *Science*, **274**, pp. 1887–1891.
- Glatzmaier G., Coe R., Hongre L. et Roberts P., 1999, The role of the Earth's mantle in controlling the frequency of geomagnetic reversals, *Nature*, **401**, pp. 885–890.
- Grand S., Van der Hilst R. et Widiyantoro S., 1997, Global seismic tomography: A snapshot of convection in the Earth, *GSA Today*, **7**, pp. 1–7.
- Greff-Lefftz M. et Legros H., 1996, Viscoelastic mantle density heterogeneity and core-mantle topography, *Geophys. J. Int.*, **125**, pp. 567–576.
- Greiner-Mai H. et Barthelmes F., 2001, Relative wobble of the Earth's inner core derived from polar motion and associated gravity variations, *Geophys. J. Int.*, **144**, pp. 27–36.

- Gubbins D., 1981, Rotation of the inner core, *J. Geophys. Res.*, **86**, pp. 11,695–11,697.
- Gubbins D., 1994, Geomagnetic polarity reversals: a connection with secular variation and core-mantle interactions, *Rev. Geophys.*, **32**, pp. 61–83.
- Gwinn C., Herring T. et Shapiro I., 1986, Geodesy by radio interferometry: Studies of the forced nutations of the Earth 2. interpretation, *J. Geophys. Res.*, **91**, pp. 4755–4765.
- Häge H., 1983, Velocity constraints for the inner core inferred from long-period PKP amplitudes, *Phys. Earth Planet. Inter.*, **31**, pp. 171–185.
- Hansen U. et Yuen D., 1989, Dynamical influences from thermal-chemical instabilities at the core-mantle boundary, *Geophys. Res. Lett.*, **16**, pp. 629–632.
- Hara T., Tsuboi S. et Geller R., 1993, Inversion for laterally heterogeneous upper mantle S-wave velocity structure using iterative waveform inversion, *Geophys. J. Int.*, **115**, pp. 667–698.
- Helfrich G. et Sacks S., 1994, Scatter and bias in differential PKP travel times and implications for mantle and core phenomena, *Geophys. Res. Lett.*, **21**, pp. 2167–2170.
- Helmberger D., Garnero E. et Ding X., 1996, Modeling two-dimensional structure at the core-mantle boundary, *J. Geophys. Res.*, **101**, pp. 13,963–13,972.
- Helmberger D., Wen L. et Ding X., 1998, Seismic evidence that the source of the Iceland hotspot lies at the core-mantle boundary, *Nature*, **396**, pp. 251–255.
- Hinderer J., Legros H., Jault D. et Le Mouél J.L., 1990, Core-mantle topographic torque: a spherical harmonic approach and implications for the excitation of the Earth's rotation by core motions, *Phys. Earth Planet. Inter.*, **59**, pp. 329–341.
- Holland G. et Ahrens T., 1997, Melting of $(\text{Mg,Fe})_2\text{SiO}_4$ at the core-mantle boundary of the Earth, *Science*, **275**, pp. 1623–1625.
- Hollerbach R., 1996, On the theory of the geodynamo, *Phys. Earth Planet. Inter.*, **98**, pp. 163–185.
- Huang B.S., 1996, Investigation of the inner-outer core boundary structure from the seismograms of a deep earthquake recorded by a regional seismic array, *Geophys. Res. Lett.*, **23**, pp. 209–212.
- Inoue H., Fukao Y., Tanabe K. et Ogata Y., 1990, Whole mantle P-wave travel time tomography, *Phys. Earth Planet. Inter.*, **59**, pp. 294–328.
- Ishii M. et Tromp J., 1999, Normal-mode and free-air gravity constraints on lateral variations in velocity and density of Earth's mantle, *Science*, **285**, pp. 1231–1236.

- Jault D., 1996, Sur l'inhibition de la régénération du champ magnétique dans certains modèles de dynamo planétaire en présence d'une graine solide, *Comptes rendus de l'Académie des Sciences Paris*, **323**, **II**, pp. 451–458.
- Jault D., Gire C. et Le Mouel J., 1988, Westward drift, core motions and exchanges of angular momentum between core and mantle, *Nature*, **333**, pp. 353–356.
- Jeanloz R., 1990, The nature of the Earth's core, *Annu. Rev. Earth Planet. Sci.*, **18**, pp. 357–386.
- Jeanloz R. et Wenk H.R., 1988, Convection and anisotropy of the inner core, *Geophys. Res. Lett.*, **15**, pp. 72–75.
- Jech J. et Pšenčík I., 1989, First-order perturbation method for anisotropic media, *Geophys. J. Int.*, **99**, pp. 369–376.
- Kämpfmann W. et Müller G., 1989, PcP amplitudes calculations for a core-mantle boundary with topography, *Geophys. Res. Lett.*, **16**, pp. 653–656.
- Kaneshima S., 1996, Mapping heterogeneity of the uppermost inner core using two pairs of core phases, *Geophys. Res. Lett.*, **23**, pp. 3075–3078.
- Kaneshima S. et Helffrich G., 1999, Dipping low-velocity layer in the mid-lower mantle: evidence for geochemical heterogeneity, *Science*, **283**, pp. 1888–1891.
- Kaneshima S., Hirahara K., Ohtaki T. et Yoshida Y., 1994, Seismic structure near the inner core-outer core boundary, *Geophys. Res. Lett.*, **21**, pp. 157–160.
- Kárason H. et Van der Hilst R., 2001, Tomographic imaging of the lowermost mantle with differential times of refracted and diffracted core phases (PKP,Pdiff), *J. Geophys. Res.*, **106**, pp. 6569–6587.
- Karato S.I., 1993, Inner core anisotropy due to the magnetic field-induced preferred orientation of iron, *Science*, **262**, pp. 1708–1711.
- Karato S.I., 1999, Seismic anisotropy of the Earth's inner core resulting from flow induced by Maxwell stresses, *Nature*, **402**, pp. 871–873.
- Kellogg L., Hager B. et Van der Hilst R., 1999, Compositional stratification in the deep mantle, *Science*, **283**, pp. 1881–1884.
- Kennett B. et Engdahl E., 1991, Traveltimes for global earthquake location and phase identification, *Geophys. J. Int.*, **105**, pp. 429–465.
- Kennett B. et Gudmundsson O., 1996, Ellipticity corrections for seismic phases, *Geophys. J. Int.*, **127**, pp. 40–48.
- Kennett B., Engdahl E. et Buland R., 1995, Constraints on seismic velocities in the Earth from traveltimes, *Geophys. J. Int.*, **122**, pp. 108–124.

- Kennett B., Widiyantoro S. et Van der Hilst R., 1998, Joint seismic tomography for bulk sound and shear wave speed in the Earth's mantle, *J. Geophys. Res.*, **103**, pp. 12,469–12,493.
- Kilburn M. et Wood B., 1997, Metal-silicate partitioning and the incompatibility of S and Si during core formation, *Earth Planet. Sci. Lett.*, **152**, pp. 139–148.
- Kuang W. et Bloxham J., 1997, An Earth-like numerical dynamo model, *Nature*, **389**, pp. 371–374.
- Kuang W. et Chao B., 2001, Topographic core-mantle coupling in geodynamo modeling, *Geophys. Res. Lett.*, **28**, pp. 1871–1874.
- Kutzner C. et Christensen U., 2000, Effects of driving mechanisms in geodynamo models, *Geophys. Res. Lett.*, **27**, pp. 29–32.
- Labrosse S., Poirier J.P. et Le Mouél J.L., 1997, On the cooling of the Earth's core, *Phys. Earth Planet. Inter.*, **99**, pp. 1–17.
- Laske G. et Masters G., 1999, Limits on differential rotation of the inner core from an analysis of the Earth's free oscillations, *Nature*, **402**, pp. 66–69.
- Lay T. et Helmberger D., 1983, A shear velocity discontinuity in the lower mantle, *Geophys. Res. Lett.*, **10**, pp. 63–66.
- Lay T. et Wallace T., 1995, *Modern Global Seismology*, Academic Press Inc.
- Lay T., Williams Q. et Garnero E., 1998, The core-mantle boundary layer and deep Earth dynamics, *Nature*, **392**, pp. 461–468.
- Le Mouél J., Gire C. et Madden T., 1985, Motions at core surface in the geostrophic approximation, *Phys. Earth Planet. Inter.*, **39**, pp. 270–287.
- Lebart L., Morineau A. et Fénelon J., 1982, *Traitement des données statistiques*, Dunod, 2nd édition.
- Lehmann I., 1936, P', *Bur. Cent. Seismol. Int. Trav. Sci.*, **A, 14**, pp. 3–31.
- Lister J. et Buffett B., 1998, Stratification of the outer core at the core-mantle boundary, *Phys. Earth Planet. Inter.*, **105**, pp. 5–19.
- Loper D. et Fearn D., 1983, A seismic model of a partially molten inner core, *J. Geophys. Res.*, **88**, pp. 1235–1242.
- Loper D. et Lay T., 1995, The core-mantle boundary region, *J. Geophys. Res.*, **100**, pp. 6397–6420.
- Mao H.K., Shu J., Shen G., Hemley R., Li B. et Singh A., 1998, Elasticity and rheology of iron above 220 GPa and the nature of the Earth's inner core, *Nature*, **396**, pp. 741–743.

- Mao H.K., Shu J., Shen G., Hemley R., Li B. et Singh A., 1999, Correction to elasticity and rheology of iron above 220 GPa and the nature of the Earth's inner core, *Nature*, **399**, pp. 280.
- Masters G. et Gilbert F., 1981, Structure of the inner core inferred from observations of its spheroidal modes, *Geophys. Res. Lett.*, **8**, pp. 569–571.
- Mathews P., Buffet B., Herring T. et Shapiro I., 1991, Forced nutation of the Earth: Influence of inner core dynamics 1. theory, *J. Geophys. Res.*, **96**, pp. 8219–8242.
- Mathews P., Buffet B., Herring T. et Shapiro I., 1991, Forced nutation of the Earth: Influence of inner core dynamics 2. numerical results and comparisons, *J. Geophys. Res.*, **96**, pp. 8243–8257.
- McSweeney T., Creager K. et Merrill R., 1997, Depth extent of inner-core seismic anisotropy and implications for geomagnetism, *Phys. Earth Planet. Inter.*, **101**, pp. 131–156.
- Menke W., 1986, Few 2-50 km corrugations on the core-mantle boundary, *Bull. Seismol. Soc. Am.*, **68**, pp. 1059–1079.
- Merkel S., Goncharov A., Mao H.K., Gillet P. et Hemley R., 2000, Raman spectroscopy of iron to 152 Gigapascals: implications for the Earth's inner core, *Science*, **288**, pp. 1626–1629.
- Morelli A. et Dziewonski A., 1987, Topography of the core-mantle boundary and lateral homogeneity of the liquid core, *Nature*, **325**, pp. 678–683.
- Morelli A. et Dziewonski A., 1993, Body wave traveltimes and a spherically symmetric P- and S-wave velocity model, *Geophys. J. Int.*, **112**, pp. 178–194.
- Morelli A. et Dziewonski A., 1995, Comment on “reproducing earth's kernel: uncertainty of the shape of the core-mantle boundary from PKP and PcP travel times” by P.B. Stark and N.W. Hengartner, *J. Geophys. Res.*, **100**, pp. 15,393–15,402.
- Morelli A., Dziewonski A. et Woodhouse J., 1986, Anisotropy of the inner core inferred from PKIKP travel times, *Geophys. Res. Lett.*, **13**, pp. 1545–1548.
- Morse S., 2001, Porous sediments at the top of the Earth's core?, *Science*, **291**, pp. 2090–2091.
- Müller G., 1973, Amplitude studies of core phases, *J. Geophys. Res.*, **78**, pp. 3469–3490.
- Müller G., 1985, Reflectivity method: a tutorial, *J. Geophys.*, **58**, pp. 153–174.
- Murphy F., Neuberg J. et Jacob A., 1997, Alternatives to core-mantle boundary topography, *Phys. Earth Planet. Inter.*, **103**, pp. 349–364.

- Neuberg J. et Wahr J., 1991, Detailed investigation of a spot on the core-mantle boundary using digital PcP data, *Phys. Earth Planet. Inter.*, **68**, pp. 132–143.
- Neuberg J., Hinderer J. et Zürn W., 1987, Stacking gravity tide observations in central Europe for the retrieval of the complex eigenfrequency of the nearly diurnal free-wobble, *Geophys. J. R. astr. Soc.*, **91**, pp. 853–868.
- Newsom H., 1995, Composition of the solar system, planets, meteorites, and major terrestrial reservoir, dans *Global Earth's physics a handbook of physical constants*, édité par T. Ahrens, American Geophysical Union, tm. 1.
- Niazi M. et Johnson L., 1992, Q in the inner core, *Phys. Earth Planet. Inter.*, **74**, pp. 55–62.
- Niu F. et Wen L., 2001, Hemispherical variations in seismic velocity at the top of the Earth's inner core, *Nature*, **410**, pp. 1081–1084.
- Nolet G., 1987, Seismic wave propagation and seismic tomography, dans *Seismic tomography with applications in global seismology and exploration geophysics*, édité par G. Nolet, D. Reidel Publishing Company, pp. 1–24.
- Obayashi M. et Fukao Y., 1997, P and PcP travel time tomography for the core-mantle boundary, *J. Geophys. Res.*, **102**, pp. 17,825–17,841.
- Okal E. et Cansi Y., 1998, Detection of PKJKP at intermediate periods by progressive multi-channel correlation, *Earth Planet. Sci. Lett.*, **164**, pp. 23–30.
- Okuchi T., 1997, Hydrogen partitioning into molten iron at high pressure: Implications for the Earth's core, *Science*, **278**, pp. 1781–1784.
- Olson P. et Aurnou J., 1999, A polar vortex in the Earth's core, *Nature*, **402**, pp. 170–173.
- Pais A. et Hulot G., 2000, Length of day decade variations, torsional oscillations and inner core superrotation: evidence from recovered core surface zonal flows, *Phys. Earth Planet. Inter.*, **118**, pp. 291–316.
- Palme H. et O'Neill H., 1996, Formation of the Earth's core, *Geochim. Cosmochim. Acta*, **60**, pp. 1106–1108.
- Parker L., Atou T. et Badding J., 1996, Transition element-like chemistry for potassium under pressure, *Science*, **273**, pp. 95–97.
- Piersanti A., Boschi L. et Dziewonski A., 2001, Estimating lateral structure in the Earth's outer core, *Geophys. Res. Lett.*, **28**, pp. 1659–1662.
- Poirier J.P., 1988, Transport properties of liquid metals and viscosity of the Earth's core, *Geophys. J.*, **92**, pp. 99–105.

- Poirier J.P., 1994, Physical properties of the Earth's core., *Comptes rendus de l'Académie des Sciences Paris*, **318**, **II**, pp. 341–350.
- Poirier J.P., 1994, Light elements in the Earth's outer core: A critical review, *Phys. Earth Planet. Inter.*, **85**, pp. 319–337.
- Poirier J.P. et Price G., 1999, Primary slip system of ϵ -iron and anisotropy of the Earth's inner core, *Phys. Earth Planet. Inter.*, **110**, pp. 147–156.
- Poupinet G., Pillet R. et Souriau A., 1983, Possible heterogeneity of the Earth's core deduced from PKIKP travel times, *Nature*, **305**, pp. 204–206.
- Poupinet G., Souriau A. et Coutant O., 2000, The existence of an inner core super-rotation questioned by teleseismic doublets, *Phys. Earth Planet. Inter.*, **118**, pp. 77–88.
- Pulliam R. et Stark P., 1993, Bumps on the core-mantle boundary: are they facts or artifacts, *J. Geophys. Res.*, **98**, pp. 1943–1955.
- Pulliam R., Vasco D. et Johnson L., 1993, Tomographic inversions for the mantle P wave velocity structure based on the minimization of l^2 and l^1 norms of international seismological centre travel time residuals, *J. Geophys. Res.*, **98**, pp. 699–734.
- Qamar A., 1973, Revised velocities in the Earth's core, *Bull. Seismol. Soc. Am.*, **63**, pp. 1073–1105.
- Qamar A. et Eisenberg A., 1974, The damping of core waves, *J. Geophys. Res.*, **79**, pp. 758–765.
- R. B., 1993, Temperature in the Earth's core from melting-point measurements of iron at high static pressures, *Nature*, **363**, pp. 534–536.
- Redkal T. et Doornbos D., 1992, The times and amplitudes of core phases for a variable core-mantle boundary layer, *Geophys. J. Int.*, **108**, pp. 546–556.
- Richards P., 1972, Seismic waves reflected from velocity gradients anomalies within the Earth's upper mantle, *Zeitsch. Geophys.*, **38**, pp. 517–527.
- Richards P., 1973, Calculation of body waves, for caustics and tunnelling in core phases, *Geophys. J. R. astr. Soc.*, **35**, pp. 243–264.
- Richards P. et Frasier C., 1976, Scattering of elastic waves from depth-dependent inhomogeneities, *Geophysics*, **41**, pp. 441–458.
- Richards P. et Menke W., 1983, The apparent attenuation of a scattering medium, *Bull. Seismol. Soc. Am.*, **73**, pp. 1005–1021.
- Rodgers A. et Wahr J., 1993, Inference of core-mantle boundary topography from ISC PcP and PKP traveltimes, *Geophys. J. Int.*, **115**, pp. 911–1011.

- Röhm A., Trampert J., Paulssen H. et Snieder R., 1999, Bias in reported seismic arrival times deduced from the ISC bulletin, *Geophys. J. Int.*, **137**, pp. 163–174.
- Romanowicz B., 1995, A global tomographic model of shear attenuation in the upper mantle, *J. Geophys. Res.*, **100**, pp. 12,375–12,394.
- Romanowicz B. et Bréger L., 2000, Anomalous splitting of free oscillations: A reevaluation of possible interpretations, *J. Geophys. Res.*, **105**, pp. 21,559–21,578.
- Romanowicz B., Li X.D. et Durek J., 1996, Anisotropy in the inner core: could it be due to low-order convection?, *Science*, **274**, pp. 963–966.
- Roudil P. et Souriau A., 1993, Liquid core structure and PKP station anomalies derived from PKP(BC) propagation times, *Phys. Earth Planet. Inter.*, **77**, pp. 225–236.
- Russell S., Lay T. et Garnero E., 1998, Seismic evidence for small-scale dynamics in the lower most mantle at the root of the Hawaiian hotspot, *Nature*, **396**, pp. 255–258.
- Saporta G., 1990, Probabilités analyse des données et statistique, Technip.
- Saxena S. et Dubrovinsky L., 1998, Thermodynamics of iron at high pressures and temperatures, dans *Properties of Earth and planetary materials at high pressure and temperature*, édité par T. Yagi et M. Manghnani, American Geophysical Union, pp. 271–279.
- Saxena S., Dubrovinsky L., Häggkvist P., Cerenius Y., Shen G. et Mao H.K., 1995, Synchrotron X-ray study of iron at high pressure and temperature, *Science*, **269**, pp. 1703–1704.
- Secco R. et Schloëssin H., 1989, The electrical resistivity of liquid and solid Fe at pressures up to 7 GPa, *J. Geophys. Res.*, **94**, pp. 5887–5894.
- Secco R., LeBlanc G., Yang H. et Seibel J., 1998, High pressure viscosity of an Fe-S liquid: Experimentally derived estimate of the viscosity of the Earth's outer core, dans *Properties of Earth and planetary materials at high pressure and temperature*, édité par T. Yagi et M. Manghnani, American Geophysical Union.
- Shannon M. et Agee C., 1998, Percolation of core melts at lower mantle conditions, *Science*, **280**, pp. 1059–1061.
- Shearer P., 1994, Constraints on inner core anisotropy from PKP(DF) travel times, *J. Geophys. Res.*, **99**, pp. 19,647–19,659.
- Shearer P. et Masters G., 1990, The density and shear velocity contrast at the inner core boundary, *Geophys. J. Int.*, **102**, pp. 491–498.
- Shearer P. et Toy K., 1991, PKP(BC) versus PKP(DF) differential travel times and aspherical structure in the Earth's inner core, *J. Geophys. Res.*, **96**, pp. 2233–2247.

- Shearer P., Toy M. et Orcutt J., 1988, Axi-symmetric Earth models and inner-core anisotropy, *Nature*, **333**, pp. 228–232.
- Sherman D., 1997, The composition of the Earth's core: constraints on S and Si vs. temperature, *Earth Planet. Sci. Lett.*, **153**, pp. 149–155.
- Shimoji M. et Itami T., 1986, Atomic transport in liquid metals, TransTech Publications.
- Singh S. et Montagner J.P., 1999, Anisotropy of iron in the Earth's inner core, *Nature*, **400**, pp. 629.
- Singh S., Taylor M. et Montagner J.P., 2000, On the presence of fluid in the Earth's inner core, *Science*, **287**, pp. 2471–2474.
- Smylie D., 1999, Viscosity near Earth's solid inner core, *Science*, **284**, pp. 461–463.
- Smylie D. et McMillam D., 1998, Viscous and rotational splitting of the translational oscillations of Earth's solid inner core, *Phys. Earth Planet. Inter.*, **106**, pp. 1–18.
- Song X., 1996, Anisotropy in central part of the inner core, *J. Geophys. Res.*, **101**, pp. 16,089–16,097.
- Song X., 1997, Anisotropy in the Earth's inner core, *Rev. Geophys.*, **35**, pp. 297–313.
- Song X., 1998, Seismic evidence for an inner core transition zone, *Science*, **282**, pp. 924–927.
- Song X., 2000, Joint inversion for inner core rotation, inner core anisotropy, and mantle heterogeneity, *J. Geophys. Res.*, **105**, pp. 7931–7943.
- Song X. et Helmberger D., 1992, Velocity structure near the inner core boundary from waveform modeling, *J. Geophys. Res.*, **97**, pp. 6573–6586.
- Song X. et Helmberger D., 1993, Anisotropy of Earth's inner core, *Geophys. Res. Lett.*, **20**, pp. 2591–2594.
- Song X. et Helmberger D., 1995, a P wave velocity model of the Earth's core, *J. Geophys. Res.*, **100**, pp. 9817–9830.
- Song X. et Helmberger D., 1995, Depth dependence of anisotropy in the Earth's inner core, *J. Geophys. Res.*, **100**, pp. 9805–9816.
- Song X. et Li A., 2000, Support for differential inner core superrotation from earthquakes in Alaska recorded at South Pole station, *J. Geophys. Res.*, **105**, pp. 623–630.
- Song X. et Richards P., 1996, Seismological evidence for differential rotation of the Earth's inner core, *Nature*, **382**, pp. 221–224.
- Souriau A., 1998, New seismological constraints on differential rotation of the inner core from Novaya Zemlya events recorded at DRV, *Geophys. J. Int.*, **134**, pp. F1–F5.

- Souriau A., 1998, Le noyau de la Terre tourne-t-il vraiment?, *La recherche*, **315**, pp. 38–40.
- Souriau A. et Poupinet G., 1991, The velocity profile at the base of the liquid core from PKP(BC+Cdiff) data: An argument in favour of radial inhomogeneity, *Geophys. Res. Lett.*, **18**, pp. 2023–2026.
- Souriau A. et Poupinet G., 2000, Inner core rotation: a test at the worldwide scale, *Phys. Earth Planet. Inter.*, **118**, pp. 13–27.
- Souriau A. et Poupinet G., 2001, Inner core rotation: a critical approach, dans *Core dynamics, structure and rotation*, édité par V. Dehant, K. Creager, S. Zatman et S. Karato, American Geophysical Union.
- Souriau A. et Romanowicz B., 1996, Anisotropy in inner core attenuation: a new type of data to constrain the nature of the solid core, *Geophys. Res. Lett.*, **23**, pp. 1–4.
- Souriau A. et Roudil P., 1995, Attenuation in the uppermost inner core from broadband GEOSCOPE PKP data, *Geophys. J. Int.*, **123**, pp. 572–587.
- Souriau A. et Souriau M., 1989, Ellipticity and density at the inner core boundary from subcritical PKiKP and PcP data, *Geophys. J. Int.*, **98**, pp. 39–54.
- Souriau A., Roudil P. et Moynot B., 1997, Inner core differential rotation: Facts and artefacts, *Geophys. Res. Lett.*, **24**, pp. 2103–2106.
- Stacey F., 1993, Thermodynamic relationships and the properties of iron at Earth's core conditions, dans *conference proceedings for the Association for the International Advancement of High Pressure*, Colorado springs, Colorado.
- Stark P. et Hengartner N., 1993, Reproducing Earth's kernel: uncertainty of the shape of the core-mantle boundary from PKP and PcP travel times, *J. Geophys. Res.*, **98**, pp. 1957–1971.
- Stevenson D., 1987, Limits on lateral density and velocity variations in the Earth's outer core, *Geophys. J. R. astr. Soc.*, **88**, pp. 311–319.
- Stixrude L. et Cohen R., 1995, High-pressure elasticity of iron and anisotropy of Earth's inner core, *Science*, **267**, pp. 1972–1975.
- Stixrude L., Wasserman E. et Cohen R., 1997, Composition and temperature of Earth's inner core, *J. Geophys. Res.*, **102**, pp. 24,729–24,739.
- Stixrude L., Wasserman E. et Cohen R., 1998, First-principles investigations of solid iron at high pressure and implications for the Earth's inner core, dans *Properties of Earth and planetary materials at high pressure and temperature*, édité par T. Yagi et M. Manghnani, American Geophysical Union, pp. 159–171.

- Su W.J. et Dziewonski A., 1995, Inner core anisotropy in three dimensions, *J. Geophys. Res.*, **100**, pp. 9831–9852.
- Su W.J., Dziewonski A. et Jeanloz R., 1996, Planet within a planet: Rotation of the inner core of the Earth, *Science*, **274**, pp. 1883–1887.
- Sumita I. et Olson P., 1999, A laboratory model for convection in Earth's core driven by a thermally heterogeneous mantle, *Science*, **286**, pp. 1547–1549.
- Sumita I., Yoshida S., Kumazawa M. et Hamano Y., 1996, A model for sedimentary compaction of a viscous medium and its application to inner-core growth, *Geophys. J. Int.*, **124**, pp. 502–524.
- Sylvander M., Ponce B. et Souriau A., 1997, Seismic velocities at the core-mantle boundary inferred from P waves diffracted around the core, *Phys. Earth Planet. Inter.*, **101**, pp. 189–202.
- Szeto A. et Smylie D., 1989, Motions of the inner core and mantle coupled via mutual gravitation: regular precessional modes, *Phys. Earth Planet. Inter.*, **54**, pp. 38–49.
- Tanaka S. et Hamaguchi H., 1996, Frequency-dependent Q in the Earth's outer core from short period P4KP/PcP spectral ratio, *J. Phys. Earth*, **44**, pp. 745–759.
- Tanaka S. et Hamaguchi H., 1997, Degree one heterogeneity and hemispherical variation of anisotropy in the inner core from PKP(BC)-PKP(DF) times, *J. Geophys. Res.*, **102**, pp. 2925–2938.
- Taylor S., 1992, The origin of the Earth's, dans *Understanding the Earth a new synthesis*, édité par G. Brown, C. Hawkesworth et R. Wilson, Cambridge University Press.
- Taylor S. et Norman M., 1990, Accretion of differentiated planetesimals to the Earth, dans *The origin of the Earth's*, édité par H. Newsom et J. Jones, Oxford University Press.
- Thomsen L., 1986, Weak elastic anisotropy, *Geophysics*, **51**, pp. 1954–1966.
- Tromp J., 1993, Support for anisotropy of the Earth's inner core from free oscillations, *Nature*, **366**, pp. 678–681.
- Tseng T., Huang B.S. et Chin B.H., 2001, Depth-dependent attenuation in the uppermost inner core from the Taiwan short-period seismic array, *Geophys. Res. Lett.*, **28**, pp. 459–462.
- Van der Hilst R. et Kárason H., 1999, Compositional heterogeneity in the bottom 1000 kilometers of Earth's mantle: toward a hybrid convection model, *Science*, **183**, pp. 1885–1888.

- Van der Hilst R., Widiyantoro S. et Engdahl E., 1997, Evidence for deep mantle circulation from global tomography, *Nature*, **386**, pp. 578–584.
- Vanyo J., Wilde P., Cardin P. et Olson P., 1995, Experiment on precessing flows in the Earth's liquid core, *Geophys. J. Int.*, **121**, pp. 136–142.
- Vasco D. et Johnson L., 1998, Whole Earth structure estimated from seismic arrival times, *J. Geophys. Res.*, **103**, pp. 2633–2671.
- Vidale J. et Earle P., 2000, Fine-scale heterogeneity in the Earth's inner core, *Nature*, **404**, pp. 273–275.
- Vidale J., Dodge D. et Earle P., 2000, Slow differential rotation of the Earth's inner core indicated by temporal changes in scattering, *Nature*, **405**, pp. 445–448.
- Vinnik L., Romanowicz B. et Bréger L., 1994, Anisotropy in the center of the inner core, *Geophys. Res. Lett.*, **21**, pp. 1671–1674.
- Vinnik L., Bréger L. et Romanowicz B., 1998, Anisotropic structures at the base of the Earth's mantle, *Nature*, **393**, pp. 564–567.
- Vočadlo L., Brodholt J., D. A., Price G. et Gillan M., 1999, The structure of iron under the conditions of the Earth's inner core, *Geophys. Res. Lett.*, **26**, pp. 1231–1234.
- Vočadlo L., Brodholt J., D. A., Gillan M. et Price G., 2000, Ab initio free energy calculations on the polymorphs of iron at core conditions, *Phys. Earth Planet. Inter.*, **117**, pp. 123–137.
- Warren L. et Shearer P., 2000, Investigating the frequency dependence of mantle Q by stacking P and PP spectra, *J. Geophys. Res.*, **105**, pp. 25,391–25,402.
- Wenk H., Matthies S., Hemley R., Mao H.K. et Shu J., 2000, The plastic deformation of iron at pressures of the Earth's inner core, *Nature*, **405**, pp. 1044–1046.
- Wenk P. et Machetel P., 1992, Convection within the inner core and thermal implications, *Geophys. Res. Lett.*, **19**, pp. 2107–2110.
- Widmer R., Masters G. et Gilbert F., 1991, Spherically symmetric attenuation within the Earth from normal mode data, *Geophys. J. Int.*, **104**, pp. 541–553.
- Widmer R., Masters G. et Gilbert F., 1991, Observably split multiplets-data analysis and interpretation in terms of large-scale aspherical structure, *Geophys. J. Int.*, **111**, pp. 559–576.
- Wijs G., Kresse G., Vočadlo L., Dobson D., Alfé D., Gillan M. et Price G., 1998, The viscosity of liquid iron at the physical conditions of the Earth's core, *Nature*, **392**, pp. 805–807.

- Williams Q., Revenaugh J. et Garnero E., 1998, A correlation between ultra-low basal velocities in the mantle and hot spots, *Science*, **281**, pp. 546–548.
- Woodhouse J. et Dahlen F., 1978, The effect of a general aspherical perturbation on the free oscillations of the Earth, *Geophys. J. R. astr. Soc.*, **53**, pp. 335–354.
- Woodhouse J., Giardini D. et Li X.D., 1986, Evidence for inner core anisotropy from free oscillations, *Geophys. Res. Lett.*, **13**, pp. 1549–1552.
- Xu S. et Szeto A., 1998, The coupled rotation of the inner core, *Geophys. J. Int.*, **133**, pp. 279–297.
- Yagi T. et Hishinuma T., 1995, Iron hydride formed by the reaction of iron, silicate and water: Implications for the light element of the Earth's core., *Geophys. Res. Lett.*, **22**, pp. 1933–1936.
- Yoshida S., Sumita I. et Kumazawa M., 1996, Growth model of the inner core coupled with the outer core dynamics and the resulting elastic anisotropy, *J. Geophys. Res.*, **101**, pp. 28,085–28,103.
- Yukutake T., 1998, Implausibility of thermal convection in the Earth's solid inner core, *Phys. Earth Planet. Inter.*, **108**, pp. 1–13.

Résumé

La partie centrale de la Terre est formée d'un noyau métallique liquide au centre duquel se trouve un noyau interne solide, la graine. La détermination sismologique de la structure du noyau terrestre est importante pour de nombreux problèmes liés à l'étude de la dynamique terrestre. Cette thèse présente une étude de certaines structures du noyau au moyen de la propagation des ondes de volume générées par les gros séismes. Le premier chapitre présente l'état des connaissances dans les différents domaines de recherche sur le noyau. Dans un deuxième chapitre, la topographie de l'interface noyau-manteau est étudiée par l'analyse des temps de propagation des ondes. Une méthode d'analyse statistique est développée et permet d'estimer l'écart type de la topographie à 2 ± 0.7 km pour les longueurs d'ondes supérieures à 300 km. Une étude des ondes réfléchies sous l'interface précise les variations topographiques et les relie aux hétérogénéités à la base du manteau. Le troisième chapitre porte sur la structure de la graine, les temps de propagation des ondes qui la traverse sont inversés pour déterminer l'anisotropie et le niveau d'hétérogénéités dans la graine. Le modèle de graine obtenu est constitué d'une partie centrale présentant une forte anisotropie axisymétrique orientée selon l'axe Nord-Sud ($\sim 3\%$), et entourée d'une couche isotrope dont l'épaisseur est de 100 km dans l'hémisphère Ouest et 400 km dans l'hémisphère Est. La moyenne isotrope de la structure est pratiquement constante. Dans le quatrième chapitre, la forme des ondes du noyau est inversée pour déterminer la structure sismologique de la partie supérieure de la graine. La vitesse des ondes sismiques dans les 50 km sous la surface de la graine présente une variation hémisphérique géographiquement corrélée à l'anisotropie. Les résultats obtenus ont des conséquences importantes pour les modèles de la dynamique terrestre.

Abstract

The central part of the Earth is constituted of a metallic liquid core, with a solid inner core lying at its center. The seismological investigation of the Earth's core structure is important for many problems related to the study of the Earth's dynamics. This study presents a determination of some structures of the Earth's core by the propagation of seismic body waves generated by large earthquakes. The first chapter is a summary of the state of the art in the different research fields related to the core. In the second chapter, the core-mantle boundary topography is studied by an analysis of the core waves propagation times. A statistical method of analysis is developed and allows to estimate a 2 ± 0.7 km standard deviation of the topography for wavelengths greater than 300 km. A specific study of underside reflected waves on the boundary precises the topographic variations, and relates them to the heterogeneities at the base of the mantle. The third chapter deals with the structure of the inner core, the propagation times of the waves are inverted in order to determine the inner core anisotropy and heterogeneity level. The inner core appears to be constituted by an inner part presenting a strong uniform axisymmetric anisotropy ($\sim 3\%$) oriented along the Earth's rotation axis and surrounded asymmetrically by an isotropic layer with a thickness of 100 km on the western hemisphere, increasing to 400 km over a large part of the eastern hemisphere. The isotropic average of the structure is homogeneous. In the fourth chapter, the waveform of core phases is inverted to determine the uppermost inner core structure. The seismic wave velocity in the top 50 km of the inner core presents an hemispherical pattern geographically correlated to the anisotropic structure below. The results obtained have important consequences for the models of the Earth's dynamics.